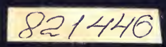
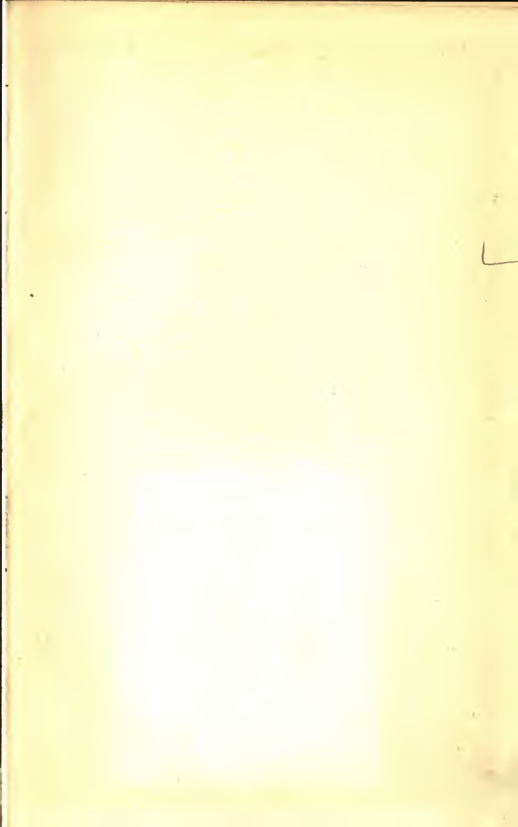
В. В. Мешков

ОСНОВЫ СВЕТОТЕХНИКИ

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ





В. В. МЕШКОВ

ОСНОВЫ СВЕТОТЕХНИКИ

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

*Допущено
Главным управлением политехнических
и машиностроительных вузов
Министерства высшего образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов светотехнической специальности
энергетических и электротехнических
вузов и факультетов*

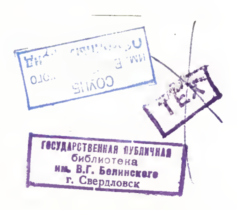


ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1957 ЛЕНИНГРАД

ЭЭ-5-2

В книге рассматриваются системы лучистых и эффективных величин оптического излучения, основы теоретической фотометрии и основные законы преобразования излучения (тепловое и фотоэлектрическое действия, фотолюминесценция, фотохимическое и фотобиологическое действия).

Книга предназначена в качестве учебного пособия для студентов светотехнической специальности энергетических институтов.



Автор — *Владимир Васильевич Мешков*
ОСНОВЫ СВЕТОТЕХНИКИ

* * *

Редактор *Г. И. Ашкенази* Техн. редактор *Г. Е. Ларионов*

Сдано в пр-во 9/III 1957 г. Подписано к печати 21/V 1957 г.
Бумага 60×92¹/₁₆ Объем 22 п. л. Уч.-изд. л. 25
Т-04562 Тираж 7 000 Цена 10 р. 25 к. Зак. 118.

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.



ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является попыткой создания учебного пособия по курсу «Основы светотехники» для студентов светотехнической специальности.

В основу книги положен курс лекций, читаемый автором в Московском ордена Ленина энергетическом институте имени В. М. Молотова с 1949 г.

Настоящее пособие охватывает лишь первую часть курса, так как в курсе «Основы светотехники», кроме изложенных вопросов, рассматриваются основы учения о цвете и физиологической оптики. Эти два раздела впоследствии предположено издать как вторую часть учебного пособия по этому курсу.

При изложении материала автор пытался, наряду с принятым феноменологическим принципом изложения основ, применить рассмотрение физической стороны явлений. Первый опыт такого изложения основ светотехники неизбежно будет связан с наличием более или менее значительных погрешностей. Автор с большой признательностью примет все замечания читателей, направленные на устранение недостатков настоящего учебного пособия.

В тексте книги приведены ссылки на основные литературные источники, перечень которых дан в конце книги. Перечень составлен для читателей, желающих ознакомиться более детально с отдельными разделами курса. Перечень литературы преследует также цель углубленного ознакомления студентов с последними достижениями в области светотехники, а также с классическим наследием в этой области науки и техники.

Рукопись книги обсуждалась на кафедре «Светотехники» МЭИ. Считаю своим долгом выразить благодарность коллективу кафедры, принявшему активное участие в обсуждения рукописи. Особую признательность выражаю доктору техн. наук, проф. Л. Л. Дашкевичу, сделавшему ряд ценных замечаний в процессе рецензирования рукописи, доктору техн. наук, проф. П. Д. Лебедеву и доктору техн. наук, проф. Ю. А. Суринову за ценные замечания по разделу «Тепловое действие излучения», а также инж. Г. И. Ашкенази, канд. техн. наук М. М. Гуторову и аспиранту Л. И. Крупенниковой, во многом способствовавшим подготовке рукописи к изданию.

В. Мешков

СОДЕРЖАНИЕ

Глава вторая

ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ

Основные характеристики светового поля

Световое поле простейших излучателей

Флуктуация излучения

Отражение и преломление пучка лучей

Поглощение и рассеяние излучения

Глава третья

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ЛУЧИСТЫЕ И ЭФФЕКТИВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ПОЛЕ ОПТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1-1. Природа излучений

Любое *излучение* связано с переносом энергии от излучающего тела к поглощающему. Энергия, согласно определению Ф. Энгельса [1], является общей мерой различных форм движения материи; следовательно, энергия характеризует любое движение материи с количественной стороны. Различные виды энергии, как, например, энергия электрического тока, энергия излучения, химическая энергия и др., выражают собой качественно различные формы движения материи, так как движение, рассматриваемое в самом общем смысле слова, — это любое изменение материи, любой происходящий в природе процесс. Таким образом, энергия излучения или, как принято ее называть, лучистая энергия, являясь одной из качественных разновидностей энергии, есть мера лучистого движения материи. Из приведенного определения лучистой энергии можно сделать следующие два вывода:

а) так как любой формы движение невозможно без материи, излучение, распространяющееся со скоростью, определяемой оптической плотностью среды, материально;

б) материя излучения является материей особой формы, отличающейся от вещества тем, что ее масса покоя равна нулю, так как любая материальная частица, движущаяся со скоростью света, может иметь конечную массу лишь в том случае, если ее масса покоя равна нулю.

Если масса покоя микрочастицы излучения m_0 не будет равна нулю, то согласно теории относительности ее масса m при движении со скоростью света должна быть бесконечно большой:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

что противоречит опытным данным.

[1] Ф. Энгельс, Диалектика природы, Госполитиздат, 1952.

На основании этих выводов можно сформулировать наиболее общее определение **излучения как особой формы материи, имеющей массу покоя, равную нулю, и движущейся в безвоздушном пространстве с постоянной скоростью, равной** $2{,}998 \cdot 10^8$ *м·сек*$^{-1}$.

Приведенное определение излучения не раскрывает природы его возникновения и механизма распространения в окружающем пространстве, вследствие чего необходимо дополнительно сформулировать физические основы возникновения, распространения и поглощения излучения. Как указывал акад. С. И. Вавилов (1891—1951), физика первой половины XX в. установила новые фундаментальные факты, несомненно имеющие глубочайшее принципиальное значение [Л. 1]. Из числа таких фактов С. И. Вавилов указал на следующие, имеющие непосредственное отношение к учению о свете:

1. Свет[1] обладает волновыми и корпускулярными свойствами.

2. Частицы вещества, так же как и света, имеют двоякую — корпускулярную и волновую—природу.

3. Частицы вещества могут превращаться в свет, а свет — в вещество.

Для подтверждения единства волновой и квантовой природы излучений рассмотрим их волновые и квантовые свойства.

1-2. Волновые свойства излучения

Вплоть до 60-х годов прошлого столетия распространение излучения рассматривалось как передача на расстояние энергии механического движения. Такая передача возможна двумя путями: распространением упругой волны (волновая теория света) и переносом мельчайших частиц излучающего тела—корпускул (корпускулярная теория света).

Основы волновой теории света были заложены голландским физиком X. Гюйгенсом (1629—1695), который в 1678 г. сделал первое сообщение о волновой теории распространения света. Согласно этой теории свет рассматривался как распространение волн упругой деформации гипотетической среды—*эфирной материи* [Л. 2]. Колебательное движение этой эфирной материи по Гюйгенсу распространяется во все стороны в виде волн, напоминающих «...волны на воде, в которую брошен камень».

Творцом научных основ корпускулярной теории света является И. Ньютон (1642—1727), который, опираясь на закон прямолинейного распространения световых излучений, объяснял это явление как движение особых материальных частиц — *корпускул* [Л. 3].

[1] Применяя термин *свет*, акад. С. И. Вавилов имеет в виду более общее понятие — *излучение*.

Идеи корпускулярной природы света, которым последователи Ньютона придали еще более односторонний характер, господствовали более 100 лет, вплоть до начала XIX в. Этому способствовал непоколебимый научный авторитет И. Ньютона. Однако у некоторых ученых того времени корпускулярная теория вызывала сомнения. В докладе «Слово о происхождении света, новую теорию о цветах представляющую», представленном в Академию наук в 1756 г., великий русский ученый М. В. Ломоносов (1711—1765) сделал попытку не только обосновать волновую теорию света, но также установить взаимосвязь между колебанием эфира и движением элементарных частиц вещества [Л. 4].

XIX в. ознаменовался победой волновой теории света. Явления интерференции и диффракции, открытые в конце XVIII в., не могли быть объяснены корпускулярной теорией распространения света. В классической работе, посвященной исследованию явлений диффракции и интерференции, французский физик О. Френель (1788—1827) значительно усовершенствовал волновую теорию Гюйгенса, придав волновому процессу четкую периодическую зависимость от времени и пройденного пути [Л. 5]. Периодичность в пространстве и во времени процессов распространения света согласно новой волновой теории позволила О. Френелю создать строгую теорию интерференции и диффракции поперечных световых волн. Гипотеза о поперечности световых колебаний, принятая О. Френелем, позволила объяснить явление поляризации света, однако она требовала от светоносного эфира упругих свойств твердого тела, что не соответствовало принятому понятию об эфире. Окончательное признание волновая теория распространения света получила после того, как опытом было установлено, что скорость света в воде меньше скорости света в воздухе или безвоздушном пространстве (Фуко, 1850 г.). Несмотря на общее признание волновой теории света, возникало много нерешенных вопросов, относящихся в основном к определению свойств гипотетического светоносного эфира, который, обладая свойствами упругого твердого тела, должен был иметь ничтожно малую плотность и быть невесомым. К тому же эти несовместимые свойства эфира должны были быть неодинаковыми в различных средах.

Все это приводило к тому, что природа эфира оставалась все время противоречивой и загадочной. Противоречивость свойств эфира и неопределенность причин возникновения его механических колебаний вызывали разочарование и недоумение передовых ученых того времени, ярко выраженные в словах Н. И. Лобачевского (1793—1856): «Систему волнений нельзя справедливо называть теорией, а только выражением тех явлений, которые желают объяснить... Теория волнений представляет верно неко-

торые законы в явлениях света, но не дает еще понятия, в чем существенность заключается» [1].

Во второй половине XIX в. теория распространения света в пространстве была пополнена новыми революционными идеями. Эти идеи, впервые сформулированные в 1861 г. К. Максвеллом (1831—1879), основывались на учении М. Фарадея (1791—1867) об электромагнитной индукции и на его исследованиях вращения плоскости поляризации плоскополяризованной световой волны в магнитном поле.

Математическая теория электромагнитного поля, разработанная К. Максвеллом, была опубликована им в 1864 г. в трактате «Динамическая теория электромагнитного поля» [Л. 6]. В этих работах Максвеллом были установлены законы распространения периодических колебаний электрических и магнитных сил в виде электромагнитных волн со скоростью, равной в вакууме электродинамической постоянной.

Равенство этой постоянной и скорости света в пустоте $c=2{,}998\cdot10^8$ *м·сек*$^{-1}$ позволило К. Максвеллу высказать гипотезу об электромагнитной природе световых волн. Согласно этой гипотезе излучение распространяется в пространстве в виде электромагнитной волны, представляющей собой периодическое колебание напряженности электрического и магнитного полей. Распространение электромагнитной волны в пространстве сопровождается переносом энергии по направлению движения волны. Электромагнитная теория Максвелла далеко не сразу была воспринята современниками и по выражению Л. Больцмана (1844—1906) «оставалась книгой за семью печатями» для большинства физиков 70—80-х годов прошлого столетия. Триумфом электромагнитной теории излучения явились результаты экспериментальных исследований Г. Герца (1857—1894), проведенных им в 1886—1889 гг.

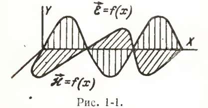


Рис. 1-1.

Согласно теории Максвелла плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в пространстве по направлению оси X прямоугольной системы координат (рис. 1-1), описывается следующими уравнениями:

$$\mu^*\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial t}=-\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial x}; \qquad (1\text{-}1)$$

$$\varepsilon^*\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial t}=-\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial x}, \qquad (1\text{-}2)$$

[1] „Ученые записки Имп. Казанского университета“, 1842, 3, стр. 74.

где $\mu^* = \mu'\mu_0$ и $\varepsilon^* = \varepsilon'\varepsilon_0$ — магнитная и диэлектрическая проницаемости в рационализированной системе единиц МКСА;

μ' и ε' — относительные значения магнитной и диэлектрической проницаемостей;

μ_0 и ε_0 — постоянные, равные значениям проницаемостей безвоздушного пространства;

$\mathcal{E}$ и $\mathcal{H}$ — мгновенные значения напряженности электрической и магнитной составляющих поля.

Дифференцируя первое уравнение по x, а второе по t и решая полученные уравнения совместно, получим уравнение электромагнитной волны:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu^*\varepsilon^*} \cdot \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2}, \tag{1-3}$$

или

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\mu'\varepsilon'} \cdot \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2}, \tag{1-3а}$$

так как в рационализированной системе МКСА

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi 9\cdot 10^9}\, a\cdot сек\cdot в^{-1} м^{-1} \text{ и } \mu_0 = 4\pi\cdot 10^7 в\cdot сек\cdot м^{-1}\cdot a^{-1}.$$

Следовательно,

$$\frac{1}{\varepsilon_0\mu_0} = 9\cdot 10^{16}\ м^2\cdot сек^{-2} = c^2,$$

где $c \approx 3\cdot 10^8\ м\cdot сек^{-1}$ — скорость распространения электромагнитных волн в пустоте.

Сопоставим полученное уравнение (1-3) с известным из общего курса физики уравнением волны, распространяющейся с фазовой скоростью v:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 S}{\partial x^2}, \tag{1-4}$$

где S — мгновенное значение волновой функции типа

$$S = f\left(t - \frac{x}{v}\right).$$

Сопоставление уравнений (1-3) и (1-4) позволяет сделать вывод о фазовой скорости распространения света в любой среде:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'\mu'}}. \tag{1-5}$$

Примем для электромагнитной волны функцию

$$\mathcal{E} = f\left(t - \frac{x}{v}\right),$$

где $\mathscr{E}$ — мгновенное значение напряженности электрического поля;
t — время распространения волны;
x — расстояние исследуемой точки поля от источника излучения;
v — фазовая скорость.

Нетрудно видеть, что отношение $\frac{x}{v}$ определяет запаздывание колебаний в исследуемой точке по сравнению с колебаниями в точке расположения источника излучения.

Для гармонической волны, характеризующей *монохроматическое излучение*, волновая функция $f\left(t - \frac{x}{v}\right)$ имеет простой вид:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\right), \tag{1-6}$$

где $\mathscr{E}_m$ — амплитуда напряженности электрического поля, не зависящая от времени;
T — время полного периода колебания.

Таким образом, монохроматическим является такое излучение, у которого постоянны в пространстве и во времени амплитуда колебания $\mathscr{E}_m$, скорость распространения волны v и время полного периода T.

Последняя из трех указанных характеристик излучения чаще всего заменяется *длиной волны* λ, определяемой длиной пути, пройденного за время полного периода, или *частотой колебания* ν:

$$\lambda = vT; \ \nu = \frac{1}{T} \text{ и } \lambda\nu = v.$$

Длину волны излучения принято измерять в микронах (*мк*)*, а частоту излучения — числом колебаний в 1 *сек*. В физике часто монохроматическое излучение характеризуют *волновым числом* $k = \frac{10^4}{\lambda}$, определяющим число волн данного излучения, укладывающихся на длине, равной 1 *см* в вакууме.

Заменяя время полного периода длиной волны, частотой колебаний или волновым числом, получим следующие разновидности волновой функции:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m \sin \frac{2\pi}{\lambda}(tv - x); \tag{1-6а}$$

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m \sin 2\pi\nu\left(t - \frac{x}{v}\right); \tag{1-6б}$$

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m \sin 2\pi k \cdot 10^{-4}(tv - x). \tag{1-6в}$$

* В физике за единицу длины волны излучения принят ангстрем (Å):
$1 Å = 10^{-4} мк = 10^{-10} м$.

Вводя понятие угловой частоты колебания $\omega = \frac{2\pi}{T}$, уравнение (1-6) можно написать в следующем виде:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m \sin \omega \left(t - \frac{x}{v}\right) = \mathscr{E}_m \sin \omega \left(t - \frac{nx}{c}\right), \tag{1-6г}$$

где n — показатель преломления той среды, в которой распространяется волна.

Очень часто в физических расчетах тригонометрические функции заменяются показательными. Эта замена основывается на известной формуле Эйлера:

$$e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi,$$

где $i = \sqrt{-1}$ — мнимая единица.

При такой замене любая периодическая функция типа (1-6г) может быть преобразована:

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_m e^{i\omega\left(t - \frac{nx}{c}\right)}. \tag{1-7}$$

Распространяющаяся в пространстве электромагнитная волна несет с собой энергию, объемная плотность которой в любой точке поля определится суммой плотностей электрической и магнитной энергии [Л. 7]:

$$w = \frac{1}{2}(\varepsilon^* \mathscr{E}^2 + \mu^* \mathscr{H}^2) = \frac{1}{2}(\varepsilon' \varepsilon_0 \mathscr{E}^2 + \mu' \mu_0 \mathscr{H}^2), \tag{1-8}$$

где w — мгновенное значение объемной плотности энергии электромагнитного поля.

Среднее значение объемной плотности энергии за время полного периода определится как

$$\overline{w} = \frac{1}{2}(\varepsilon' \varepsilon_0 \overline{\mathscr{E}^2} + \mu' \mu_0 \overline{\mathscr{H}^2}) = \frac{1}{4}(\varepsilon' \varepsilon_0 \mathscr{E}_m^2 + \mu' \mu_0 \mathscr{H}_m^2), \tag{1-8а}$$

где $\mathscr{E}_m$ и $\mathscr{H}_m$ — амплитуды напряженности электрического и магнитного полей.

Полученное уравнение позволяет определить поток энергии, пронизывающий замкнутый контур единичной площади в плоскости, перпендикулярной распространению волны. Так как энергия поля перемещается с фазовой скоростью $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon' \mu'}}$, то мгновенное значение потока энергии через единицу площади перпендикулярного сечения равно произведению объемной плотности энергии на скорость распространения волны:

$$P = wv = \frac{v}{2}(\varepsilon' \varepsilon_0 \mathscr{E}^2 + \mu' \mu_0 \mathscr{H}^2) = c\varepsilon_0 \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\mu'}} \mathscr{E}^2 = \mathscr{E}\mathscr{H}, \tag{1-9}$$

так как согласно уравнению (1-1) $\mathcal{H} = \frac{\mathcal{E}\sqrt{\varepsilon'}}{\mu_0 c\sqrt{\mu'}}$. Среднее значение потока энергии через единичную площадь в плоскости, перпендикулярной распространению волны, определится как

$$\overline{P} = \overline{w}v = \frac{v}{2}(\varepsilon'\varepsilon_0\overline{\mathcal{E}^2} + \mu'\mu_0\overline{\mathcal{H}^2}) = v\varepsilon^*\overline{\mathcal{E}^2} = \frac{v\varepsilon^*}{2}\mathcal{E}_m^2, \qquad (1\text{-}9а)$$

где v — фазовая скорость распространения волны в исследуемом веществе.

Приведенное уравнение показывает, что поток лучистой энергии, пронизывающий контур единичной площади, расположенный в плоскости, перпендикулярной распространению излучения, определяется произведением квадрата амплитуды напряженности электрического поля на скорость распространения излучения в исследуемой среде и на ее диэлектрическую постоянную.

1-3. Квантовые свойства излучения

На рубеже XIX и XX вв. классическая электромагнитная теория света встретила затруднения при объяснении закона распределения энергии по спектру излучения абсолютно черного тела. Попытки создания на основе классической физики теоретических положений для объяснения найденной из опыта закономерности неизменно наталкивались на неудачу (см. § 1-16). Для преодоления противоречий между теоретическими положениями и данными эксперимента немецкий физик М. Планк (1858—1947) в 1900 г. высказал мысль о дискретности излучения элементарных излучателей (атомов и молекул). Он предположил, что энергия элементарных излучателей может изменяться только скачками, кратными некоторому значению $h\nu$, постоянному для данной частоты излучения. Минимальную «порцию» энергии вибратора М. Планк назвал *квантом энергии:*

$$\varepsilon = h\nu, \qquad (1\text{-}10)$$

где ε — квант энергии излучения;
ν — частота излучения;
h — постоянная Планка (квант действия), равная $6{,}624 \cdot 10^{-27}$ *эрг·сек.*

Растерянность и недоумение, возникшие в то время среди физиков в связи с ломкой традиций старой классической физики, привели М. Планка к попытке сгладить возникшие противоречия между новой квантовой теорией света и классической электродинамикой. С этой целью, по словам С. И. Вавилова, «...Создатель теории квантов Макс Планк, в течение почти 20 лет, в сущности, сражался против квантов, пытался «спасти положение», т. е. вернуться к прежней физике». «Спасение положения» заключалось в том, что М. Планк в своих первых работах считал

процесс возникновения излучения дискретным, а распространение его — непрерывным.

Ярким примером, подтверждающим квантовую сущность поглощения и преобразования лучистой энергии, послужил фотоэлектрический эффект, детально исследованный профессором Московского университета А. Г. Столетовым (1839—1896).

Экспериментально доказанное в 1890 г. [Л. 8] проф. П. Н. Лебедевым (1866—1912) наличие светового давления позволило рассматривать излучение как поток материальных частиц, обладающих конечной массой. Акад. С. И. Вавилов в статье «Диалектика световых явлений» в 1934 г. писал про опыты П. Н. Лебедева по световому давлению [1]: «С этого момента... свет с полным основанием стал для физика одной из форм движущейся материи, и противопоставление света материи навсегда исчезло в этом синтезе». В 1905 г. А. Эйнштейн (1879—1955), опираясь на накопившиеся к тому времени экспериментальные данные и теоретические работы М. Планка, сформулировал фотонную теорию излучения на примере рассмотрения законов фотоэффекта и фотохимии. В этой теории излучение рассматривается как поток частиц с энергией $h\nu$, названных А. Эйнштейном *фотонами*. По мысли автора фотонной теории излучения фотоны не только распространяются дискретно, но и поглощение излучения происходит также дискретно, т. е. отдельными фотонами.

Фотоны, энергия которых определяется однозначно частотой излучения, являются частицами материи, обладающими не только энергией $h\nu$, но также *импульсом*[2] (количеством движения) и массой. Вектор импульса фотона $\vec{g}$ равен произведению постоянной Планка на волновой вектор $\vec{k}$:

$$\vec{g} = \dot{h}\vec{k}, \tag{1-11}$$

так как волновой вектор, направленный вдоль распространения излучения, численно равен волновому числу:

$$\vec{k} = \vec{l}^0 \frac{\nu}{c},$$

где $\vec{l}^0$ — единичный вектор направления распространения излучения;

c — скорость распространения излучения.

Согласно второму закону механики величина импульса силы равна приращению количества движения:

$$ft = \Delta(mv).$$

---

[1] С. И. Вавилов, „Под знаменем марксизма", 1934, 4, стр. 70.

[2] Импульс определяется произведением силы на время действия.

Следовательно, величина импульса фотона с частотой ν будет равна:

$$\frac{h\nu}{c}=m_{\phi}c,$$

откуда масса фотона определится как

$$m_{\phi}=\frac{h\nu}{c^2}. \qquad (1\text{-}12)$$

Учитывая эти свойства фотона, следует различать понятие фотона и кванта энергии излучения. Это различие определяет механизм процесса возникновения излучения, заключающийся не только в преобразовании энергии, сообщенной излучающей микрочастице, в самостоятельно существующий квант излучения, но и в переходе материи из формы вещества в форму электромагнитного поля (излучения). При поглощении излучения веществом происходит обратное превращение, которое возможно лишь в такой микросистеме (молекуле, атоме), в которой разность энергии двух из возможных энергетических состояний равна энергии фотона поглощаемого излучения.

Наличие у фотонов массы, импульса и энергии позволяет условно рассматривать излучение как некоторый *фотонный газ*. В фотонном газе частицы (фотоны) беспорядочно движутся по всем направлениям, причем направления их движения изменяются при столкновении со стенками замкнутой полости, в которой имеется равновесное состояние. В отличие от молекул газа фотоны в фотонном газе непрерывно создаются (акт излучения) и исчезают (акт поглощения). Возникновение фотонов и их поглощение происходят спонтанно, поэтому число фотонов в замкнутой излучающей и поглощающей полости в каждый данный момент неопределенно. Вследствие этого излучение принято характеризовать средним статистическим числом фотонов, следовательно их суммарной энергией. Дополнительными отличиями фотонного газа от молекулярного являются постоянство скоростей движения фотонов и полное отсутствие столкновений между ними.

В элементарных процессах взаимодействия фотона с частицей вещества должны соблюдаться законы сохранения энергии и импульса взаимодействующей системы:

$$\left.\begin{aligned} h\nu + A &= h\nu' + A'; \\ h\vec{k} + \vec{g} &= h\vec{k}' + \vec{g}', \end{aligned}\right\} \qquad (1\text{-}13)$$

где A и $\vec{g}$ — энергия и импульс частицы до взаимодействия;

A' и $\vec{g}'$ — то же после взаимодействия;

$h\nu$ и $h\vec{k}$ — энергия и импульс фотона до взаимодействия;

$h\nu'$ и $h\vec{k}'$ — то же после взаимодействия.

Приведенные уравнения законов сохранения энергии и импульса системы охватывают все возможные случаи взаимодействия фотона с веществом.

При начальных значениях энергии и импульса фотона, равнулю ($\nu=0$ и $\vec{k}=0$), мы имеем случай возникновения фотона с частотой ν' и импульсом $\vec{g}'$. Этот случай соответствует излучению фотона исследуемой системой.

Поглощение фотона взаимодействующей с ним системой характеризуется нулевым значением энергии и импульса фотона после взаимодействия ($\nu'=0$ и $\vec{k}'=0$). Как следует из уравнений законов сохранения энергии и импульса, поглощение фотона $h\nu$ частицей вещества приводит к росту ее энергии и импульса ($A'>A$ и $\vec{g}'>\vec{g}$). Случай взаимодействия излучения с веществом, характеризуемый наличием фотона до и после взаимодействия, соответствует рассеянию излучения частицами вещества. В процессе такого взаимодействия возможно как изменение энергии фотона (комбинационное рассеяние), так и изменение величины вектора импульса и его направления (световое давление, молекулярное рассеяние). Приведенные исходные уравнения квантовой теории взаимодействия показывают, что в начале XX в. наука о природе света вновь вернулась к корпускулярной теории на новой волновой основе. Это позволило объяснить сложные явления физической оптики: интерференцию, поляризацию, диффракцию, фотоэффект, фотолюминесценцию и пр. Следовательно, истинное понимание всех свойств излучения требует единства его волновых и корпускулярных свойств.

Согласованию этих двух на первый взгляд противоречивых точек зрения на природу излучения способствовало открытие волновых свойств материи. С точки зрения современной волновой механики в каждом движении материальной частицы, в том числе и фотона, проявляются как свойства частиц, так и волновые свойства. В ряде случаев, анализируя те или иные проявления излучения, принято разделять эти свойства, представляя себе в одних случаях излучение как поток частиц, а в других случаях—как поток волн. При таком условном делении следует всегда помнить, что явление само по себе едино; следовательно, в каждом процессе, связанном с возникновением, распространением или преобразованием излучения, неизменно проявляются его волновые свойства одновременно со свойством фотонов как материальных частиц.

Кажущиеся противоречия между корпускулярными и волновыми свойствами излучения постепенно устраняются по мере

совершенствования наших знаний. Так, например, противоречия корпускулярной и волновой теорий в определении показателя преломления как отношения скоростей распространения излучений в обеих средах были устранены разделением понятий фазовой и групповой скоростей распространения волны. Как известно, соотношение групповой и фазовой скоростей определяется следующим равенством:

$$v_{гр} = \frac{c^2}{v_\lambda},$$

где $v_{гр}$ и v_λ — групповая и фазовая скорости распространения волны;

c — скорость распространения излучения в безвоздушном пространстве.

В корпускулярной теории И. Ньютон пользовался понятием отдельных частиц, скорость распространения которых эквивалентна фазовой скорости распространения волн различной частоты. В то же время в волновой теории Х. Гюйгенс пользовался понятием скорости распространения фронта волны, что соответствует групповой скорости распространения импульса волн.

Исходя из этого, согласно современным представлениям, нет никакого противоречия в определении показателя преломления как отношения групповых скоростей в первой и второй средах (по Гюйгенсу) или как отношения фазовых скоростей во второй и первой средах (по Ньютону):

$$n_{21} = \frac{v'_{гр}}{v''_{гр}} = \frac{v''_\lambda}{v'_\lambda},$$

где $v'_{гр}$ и v'_λ — групповая и фазовая скорости распространения излучения в первой среде;

$v''_{гр}$ и v''_λ — то же во второй среде.

Таким образом, при современном уровне знаний мы не видим принципиального разногласия между определениями показателя преломления по Гюйгенсу и Ньютону, в то время как это кажущееся несогласие двух теорий послужило одним из основных мотивов замены корпускулярной теории волновой в начале XIX в.

Кажущимся несоответствием является также способность поочередно летящих фотонов или частиц вещества диффрагировать при проникновении через малое отверстие в экране или через кристаллическую решетку вещества.

В обычных условиях, когда поток состоит из множества фотонов или частиц вещества, например электронов, диффракционная картина объясняется распределением плотности фотонов (электронов) в каждом участке пространства за диффракционным отверстием. Проводя аналогию между квадратом напря-

женности электромагнитного поля в любой его точке и вероятностью плотности потока фотонов в этой же точке в каждый данный момент времени, можно объяснить диффракцию значительных по величине потоков волновой и квантовой теорией излучения. Как показывает опыт Л. М. Бибермана, Н. Г. Сушкина, В. А. Фабриканта [Л. 9], диффракционная картина, наблюдаемая при очень малом потоке частиц материи [1], когда в каждый данный момент через диффракционное отверстие проходит лишь одна частица, не отличается от обычной диффракционной картины в сильном потоке материальных частиц. Это имеет место, если длительность опыта со слабым потоком достаточна для последовательного проникновения большого числа частиц через диффракционное отверстие.

Следовательно, плотность излучения или электрического заряда в пространстве и во времени определяется как некоторое среднее статистическое число фотонов или электронов в каждой точке поля, в каждый данный момент времени. Различие между диффракцией одновременно и поочередно летящих фотонов заключается лишь в том, что в первом случае приходится определять плотность распределения фотонов в пространстве, а во втором—во времени. В первом случае, как говорит Г. С. Ландсберг [Л. 10], в зоне диффракционных колец фотоны группируются гуще, а во втором — они попадают чаще. Такая статистическая точка зрения объединяет квантовые и волновые представления о механизме процесса диффракции, связывая с фотонами энергию, массу и импульс, а с волнами — вероятность распределения фотонов в пространстве и во времени.

Рассмотренные примеры показывают, что двойственность понятия излучения как потока частиц и волнового распространения энергии электромагнитного поля постепенно уступает место единству этих понятий. Одновременно с этим приведенные примеры показывают черты сходства и различия между излучением и веществом, подтверждая положение, что излучение и вещество являются различными формами единой материи — объективной реальностью, существующей вне и независимо от сознания людей.

1-4. Оптическая область спектра излучения

Непрерывный спектр электромагнитных излучений распространяется от γ-лучей с минимальной длиной волны 10^{-7} *мк*, воз-

[1] Опыт диффракции поочередно летящих частиц материи был проведен со слабым потоком электронов, диффрагировавших на кристаллической решетке. Опыты, проведенные Л. М. Биберманом, Н. Г. Сушкиным и В. А. Фабрикантом по диффракции поочередно летящих электронов, позволяют сделать вывод о применимости их результатов также и для потока поочередно летящих через малое отверстие фотонов.

никающих при распаде радиоактивных элементов, до длинноволновых радиоизлучений и излучений генераторов переменного тока промышленной частоты с длиной волны 6 000 *км*. В соответствии с широким диапазоном изменения длин волн и частот излучений очень значительно изменяются и их свойства, определяемые в значительной мере энергией фотона. Средняя область спектра электромагнитных излучений, охватывающая *инфракрасные излучения* с длинами волн от 0,34 *мм* до 0,77 *мк*, *видимые излучения* — от 0,77 *мк* до 0,38 *мк* и *ультрафиолетовые излучения* — от 0,38 *мк* до 0,01 *мк*, носит название *оптической области спектра*. Излучения этой области спектра называются *оптическими излучениями*. Объединение этих излучений в одну группу объясняется как единством принципов возбуждения оптических излучений, так и общностью методов их преобразования и использования. Как известно, оптические излучения возникают в результате электронного возбуждения атомов и молекул излучающих тел, а также в результате колебательного и вращательного движений молекул и их ядер.

Из полного диапазона оптической области спектра 15 октав [1] на видимую часть оптических излучений приходится лишь одна октава. Наибольшей частью оптической области спектра является участок инфракрасных излучений, составляющих 9 октав. Оптические излучения этого участка спектра обладают малыми значениями энергии фотона (от $5{,}3 \cdot 10^{-22}$ до $2{,}5 \cdot 10^{-19}$ *дж*), вследствие чего инфракрасные излучения в основном обнаруживаются по их тепловому действию [2].

В отличие от инфракрасных ультрафиолетовые излучения, обладая наибольшими для оптических излучений значениями энергии фотона (от $5{,}3 \cdot 10^{-19}$ до $2 \cdot 10^{-17}$ *дж*), очень активно вступают во взаимодействие с веществом (фотоэлектрическое действие, фотохимическое действие, фотолюминесценция и пр.).

Как известно, любое материальное тело, имеющее температуру выше нуля абсолютной шкалы, излучает в окружающее пространство. Следовательно, все тела, с которыми нам приходится иметь дело в жизни, непрерывно обмениваются энергией, так как любой поток излучения [3] переносит энергию от излучающего тела к поглощающему.

[1] Октавой спектра принято считать область с диапазоном изменения длин волн (частот) излучения в 2 раза.

[2] За последние годы благодаря совершенствованию техники сенсибилизации (см. § 3-17) инфракрасные излучения применяют в фотографической технике. Совершенствующаяся техника производства и применения полупроводниковых материалов позволяет также использовать фотоэлектрический эффект инфракрасных излучений.

[3] Вследствие того, что в светотехнике приходится иметь дело лишь с оптическими излучениями, в дальнейшем будем, как правило, опускать слово „оптическое", понимая, что все излучения, о которых идет речь в этом курсе, относятся к оптической области спектра.

Потоки излучения, распространяющиеся в окружающем нас пространстве, создают постоянно существующее *поле оптических излучений*, характеризуемое с количественной стороны направлением и интенсивностью переноса лучистой энергии.

Для изучения закономерностей распространения в пространстве этой разновидности энергии необходимо установить ее величины и выбрать для них единицы, при помощи которых можно было бы количественно характеризовать поле оптических излучений.

ЛУЧИСТЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЕДИНИЦЫ

1-5. Лучистая энергия

Как было показано в предшествующем разделе, поле оптического излучения связано с переносом энергии, представляющей меру движения материи особой формы — излучения. *Лучистая энергия*, являясь количественной мерой излучения, определяется размерностью, свойственной любой форме энергии:

$$[\mathrm{W}] = L^2MT^{-2}.$$

В практической системе единиц (MKS) лучистая энергия измеряется в джоулях.

Как известно, движение материи лежит в основе всех явлений природы. В природе неизменно происходит преобразование форм этого непрерывного движения, причем в преобразовании одной формы движения в другую заключается сущность любого физического процесса. Так, например, при возникновении теплового излучения происходит превращение теплового движения молекул излучающего тела в излучение. При поглощении излучения каким-либо телом происходит преобразование лучистой энергии в энергию другой формы движения материи.

Вследствие того, что поглощенная телом лучистая энергия чаще всего превращается в энергию теплового движения молекул, лучистую энергию иногда измеряют в единицах количества тепла:

$$1\ \textit{дж} = 0{,}239\ \textit{кал} = 0{,}239\cdot 10^{-3}\ \textit{ккал}.$$

В процессах возникновения и поглощения излучения единицей энергии возбуждения элементарных излучателей (атома, молекулы) принято считать *электрон-вольт* (*эв*), численно равный энергии, приобретаемой движущимся электроном, проходящим участок поля с разностью потенциалов 1 *в*:

$$1\ \textit{эв} = 1{,}59\cdot 10^{-12}\ \textit{эрг} = 1{,}59\cdot 10^{-19}\ \textit{дж},$$
$$\text{или}\ 1\ \textit{дж} = 6{,}29\cdot 2020\ \textit{эв}.$$

1-6. Лучистый поток

При построении системы лучистых величин исходной величиной удобнее считать не лучистую энергию, а мощность ее переноса, т. е. лучистую энергию, переносимую потоком фотонов в единицу времени. Мощность переноса лучистой энергии принято называть *лучистым потоком.* Согласно этому определению источник излучения, посылающий в пространство в течение времени dt энергию $d\mathbf{W}$ будет характеризоваться лучистым потоком

$$\mathbf{F}_i = \frac{d\mathbf{W}}{dt}, \tag{1-14}$$

где $\mathbf{F}_i$ — мгновенное значение лучистого потока.

При определении мгновенного значения любой лучистой величины, в частности лучистого потока, следует учитывать, что даже ее мгновенное значение является средней статистической характеристикой тех микропроцессов, которые в совокупности составляют излучение.

Учет микропроцессов при расчете характеристик поля излучений обычно не представляет интереса как вследствие того, что длительность этих процессов ничтожно мала по сравнению с полным временем использования излучения, так и потому, что излучатели конечных размеров содержат бесчисленное множество элементарных вибраторов, излучающих хаотично. В результате этого мгновенные значения лучистого потока и других лучистых величин являются макроскопическими по времени в сравнении с длительностью микропроцессов.

Уравнение (1-14) позволяет установить размерность лучистого потока $[\mathbf{F}] = L^2MT^{-3}$ и выбрать единицу для этой величины — *ватт* [*вт*]:

$$1\ вт = 0{,}239\ кал \cdot сек^{-1} = 0{,}239 \cdot 10^{-3}\ ккал \cdot сек^{-1} = \\ = 6{,}29 \cdot 10^{20}\ эв \cdot сек^{-1}.$$

Согласно уравнению (1-9а) макроскопическое мгновенное значение лучистого потока, пронизывающего поверхность единичной площади, расположенную перпендикулярно направлению распространения излучения, определяется величиной, пропорциональной произведению квадрата амплитуды напряженности электрического поля на скорость распространения волны:

$$\mathbf{F}_i = \frac{v\varepsilon'\varepsilon_0}{2}\mathscr{E}_m^2,$$

где $\mathscr{E}_m$ — амплитуда напряженности электрического поля.

Для полной качественной и количественной характеристики лучистого потока необходимо знать:

а) распределение лучистого потока во времени, т. е. функцию, описывающую зависимость мгновенных макроскопических значений потока от времени;

б) распределение лучистого потока в пространстве излучения, т. е. функцию распределения пространственной плотности потока по различным направлениям;

в) распределение лучистого потока по спектру, определяемое совокупностью волновых функций излучения.

При анализе распределения лучистого потока во времени обычно пренебрегают квантовой дискретностью излучения, считая распространение излучения непрерывным. В практической светотехнике квантовую дискретность излучения учитывают лишь при анализе процессов поглощения и преобразования лучистой энергии (см. § 2-16 и гл. 3). Возможность рассматривать распространение излучения как непрерывный процесс определяется малыми значениями энергии фотонов оптического излучения, а следовательно, огромным количеством их даже в излучениях малой мощности. Так, например, лампа накаливания мощностью 100 *вт* ежесекундно излучает в пространство более $5 \cdot 10^{20}$ фотонов. Следовательно, на каждый квадратный сантиметр поверхности, перпендикулярной лучам, на расстоянии 100 *м* от лампы каждую секунду будет падать около $0{,}4 \cdot 10^{12}$ фотонов.

Допустимость понятия о непрерывности излучения может характеризоваться также следующим примером: если нагревание 1 *см*^{3} воды на 1° С (для чего требуется сообщить воде количество тепла, равное 1 *кал*) произвести за счет поглощения однородного излучения $\lambda = 0{,}55$ *мк* с потоком 1 000 фотонов в секунду, то необходимо накапливать энергию этого излучения в течение 320 млн. лет.

1-7. Сила излучения

Пространственную плотность лучистого потока, называемую *силой излучения*, принято определять отношением лучистого потока $d\mathbf{F}$ к телесному углу $d\omega$, в пределах которого заключен и равномерно распределен лучистый поток $d\mathbf{F}$:

$$\mathbf{I} = \frac{d\mathbf{F}}{d\omega}, \qquad (1\text{-}15)$$

где $\mathbf{I}$ — сила излучения.

Телесный угол, как известно, представляет собой часть пространства, ограниченную конической поверхностью с вершиной в точке расположения источника излучения[1]. Величина телес-

[1] На расстоянии, значительно большем размеров источника, можно принять источник за точку, считая, что излучение распространяется вдоль лучей, исходящих из этой точки.

ного угла (рис. 1-2) определяется отношением площади сферической поверхности, заключенной внутри конуса телесного угла с вершиной в центре сферы, к квадрату радиуса этой сферы:

$$\omega = \frac{\sigma}{l^2}. \qquad (1\text{-}16)$$

Приведенное равенство позволяет написать общий вид уравнения, определяющего телесный угол, опирающийся на некоторую поверхность S:

$$\omega = \int\limits_S \frac{\cos\vartheta_i}{L_i^2} dS_i = \frac{\sigma}{l^2}, \qquad (1\text{-}16\text{a})$$

где ϑ_i — угол между нормалью к элементу dS_i поверхности, на которую опирается телесный угол, и расстоянием L_i от вершины телесного угла до элемента dS_i (см. рис. 1-2).

Единицей телесного угла принято считать *стерадиан (стер)*, для которого площадь поверхности, вырезаемой образующими телесного угла на сфере с центром в вершине угла, численно равна квадрату радиуса сферы. Нетрудно видеть, что максимальный телесный угол, соответствующий телесному углу полного пространства вокруг точки, равен 4π *стер.*

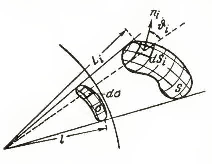


Рис. 1-2.

Из уравнения (1-15) и определения телесного угла следует, что размерности лучистого потока и силы излучения одинаковы и единицей для измерения силы излучения служит *вт · стер*$^{-1}$.

Приведенное определение силы излучения (1-15) показывает, что понятие силы излучения применимо к небольшим по размерам источникам излучения (излучателям), которые условно можно уподоблять излучающей точке, помещенной в вершину телесного угла ω. Такие излучатели принято называть точечными. Как будет показано дальше (см. § 2-9), «точечность» излучателя определяется не линейными размерами излучающего тела, а их отношением к расстоянию до той точки поля, в которой оценивается действие излучателя.

Излучатели, применяемые на практике, не имеют равномерного распределения лучистого потока в пространстве. Следовательно, значение силы излучения для любого излучателя должно указываться не только по величине, но и по направлению.

Для наглядной характеристики распределения силы излучения в пространстве часто пользуются *фотометрическим телом* излучателя, представляющим часть пространства, ограниченного поверхностью, являющейся геометрическим местом точек концов радиусов-векторов силы излучения по различным направлениям пространства (рис. 1-3).

В зависимости от характера распределения силы излучения в пространстве, следовательно от формы фотометрического тела, все излучатели делят на:

а) симметричные;

б) несимметричные.

Симметричные излучатели обладают одинаковыми значениями силы излучения по всем направлениям, равноудаленным от некоторой оси, которую следует считать *осью симметрии излучателя*. Следовательно, симметричным излучателем является такой излучатель, фотометрическое тело которого представляет собой тело вращения (рис. 1-3). Вполне понятно, что для симметричного излучателя необходимой и достаточной координатой направления луча является угол между осью симметрии и направлением заданного луча. Следовательно, характеристику пространственного распределения потока симметричных излучателей можно изобразить кривой $I_\alpha = f(\alpha)$, называемой *кривой силы излучения*. Такие кривые обычно принято строить в полярной (рис. 1-4,*а*) или прямоугольной[1] (рис. 1-4,*б*) системе координат: для продольного сечения фотометрического тела через ось симметрии (продольная кривая силы излучения) и для поперечного сечения перпендикулярно оси симметрии (поперечная кривая силы излучения). Несимметричные излучатели не обладают круговой симметрией относительно их оси, следовательно фотометрическое тело таких излучателей отлично от тела вращения. Угловой координаты α для фиксации направлений с одинаковыми значениями силы излучения в этом случае недостаточно, так как значения I_α неодинаковы для различных меридиональных плоскостей β (рис. 1-5). Следовательно, для несимметричных излучателей необходимыми и достаточными координатами направлений являются углы α и β. В этих случаях сила излучения получает двойной индекс: $I_{\alpha\beta}$. Графическое изображение распределения силы излучения возможно семейством кривых

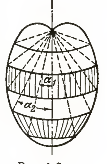


Рис. 1-3.

---

[1] Прямоугольную систему координат принято применять при значительной концентрации потока.

$I_{\alpha\beta} = f(\alpha)$ для различных значений $\beta = \mathrm{const}$ в полярной системе координат I_{β}, α (рис. 1-6), а также семейством кривых равных значений $I_{\alpha\beta}$ в полярной или прямоугольной системах

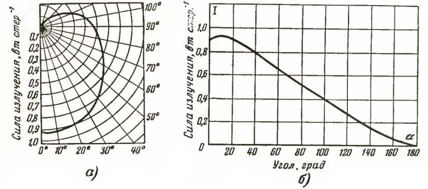


Рис. 1-4.

координат α, β (см. рис. 1-32). Наличие графиков распределения силы излучения позволяет рассчитать полный поток излучателя. Наиболее прост этот расчет для симметричных излучателей. Для этой цели выделим элементарно малый телесный угол $d\omega$, образованный двумя коническими поверхностями с углами раскрытия α и $\alpha + d\alpha$ (рис. 1-7). Этот элементарный

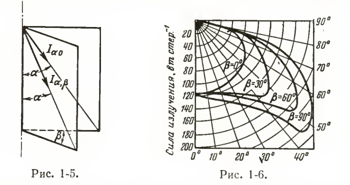


Рис. 1-5. Рис. 1-6.

зональный телесный угол опирается на бесконечно узкий сферический пояс (зону), площадь которого будет равна:

$$dS = 2\pi l^2 \sin\alpha d\alpha,$$

так как ширина сферического пояса равна $l d\alpha$ и длина его равна $2\pi l \sin\alpha$. Величина зонального телесного угла $d\omega$ при

этом определится как

$$d\omega = \frac{dS}{l^2} = 2\pi \sin \alpha d\alpha.$$

Следовательно, лучистый поток в зоне от α до $\alpha + d\alpha$ будет равен:

$$dF_\alpha = I_\alpha d\omega = 2\pi I_\alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (1\text{-}17)$$

Полный поток излучателя определится интегрированием полученного уравнения в пределах всего пространства, т. е. от $\alpha = 0$ до $\alpha = \pi$

$$F = 2\pi \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} I_\alpha \sin \alpha d\alpha. \quad (1\text{-}18)$$

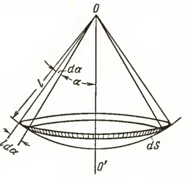


Рис. 1-7.

Если функция распределения силы излучения задана графически, расчет проводят, принимая силу излучения постоянной в пределах конечного зонального телесного угла:

$$\Delta F = 2\pi I_\alpha \int_{\alpha_i}^{\alpha_{i+1}} \sin \alpha d\alpha = 2\pi I_\alpha (\cos \alpha_i - \cos \alpha_{i+1}). \quad (1\text{-}18а)$$

Полный поток излучателя определится суммой зональных потоков:

$$F = \sum_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \Delta F = 2\pi \sum_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} I_\alpha (\cos \alpha_i - \cos \alpha_{i+1}). \quad (1\text{-}18б)$$

Погрешность приближенного расчета лучистого потока определяется принятым значением $\Delta\alpha = \alpha_{i+1} - \alpha_i$ и формой кривой распределения силы излучения. Чем быстрее изменяется I_α в функции угла α, тем меньше следует принимать $\Delta\alpha$ во избежание больших погрешностей. В тех случаях, когда изменение силы излучения достигает 10—20% на 1° (излучатели прожекторного типа), значения $\Delta\alpha$ принимают не более 1°. Для излучателей, не имеющих большой концентрации лучистого потока, расчет проводят по зонам с величиной $\Delta\alpha = 10°$. Погрешность расчета при этом обычно не превышает 0,5 — 1,0%. Так, например, для $\varphi(\alpha) = \sin \alpha$ погрешность составляет $\delta = 0{,}4\%$ и для $\varphi(\alpha) = \cos \alpha$ погрешность $\delta = 0{,}2\%$.

При расчете лучистого потока несимметричных излучателей значение I_α для каждой зоны пространства следует принимать

средним из всех значений силы излучения для различных значений β с постоянным приростом $\Delta\beta = 5 - 10°$:

$$(I_\alpha)_{cp} = \frac{I_{\alpha\beta_1} + I_{\alpha\beta_2} + \dots I_{\alpha,\beta n}}{n}.$$

1-8. Плотность излучения

Применяемые в практике излучатели всегда имеют некоторые конечные размеры. Следовательно, каждый излучатель обладает некоторой конечной поверхностью, с которой лучистый поток излучается в пространство. В общем случае различные участки поверхности излучателя, обладающие одинаковой площадью, посылают в пространство различные по величине лучистые потоки. Для оценки равномерности излучения вводят понятие о плотности лучистого потока по поверхности излучателя, называя ее *плотностью излучения*.

Как следует из определения, плотность излучения $\mathbf{R}$ численно равна отношению лучистого потока $d\mathbf{F}$ к площади поверхности излучающего тела dS_u, в пределах которой излучение можно принять равномерным по поверхности:

$$\mathbf{R} = \frac{d\mathbf{F}}{dS_u}. \tag{1-19}$$

Из уравнения (1-19) видно, что размерность плотности излучения $|\mathbf{R}| = MT^{-3}$, а единица измерения — $вт \cdot м^{-2}$.

Для характеристики величин плотности излучения, с которыми приходится встречаться на практике, приведем некоторые значения:

солнце $\mathbf{R}_c \approx 6{,}1 \cdot 10^7$ $вт \cdot м^{-2}$;

лампа накаливания $\mathbf{R}_{л.н} \approx 2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$ $вт \cdot м^{-2}$;

люминесцентная лампа $\mathbf{R}_{л.л} \approx 300$ $вт \cdot м^{-2}$.

1-9. Лучистая яркость

С понятием плотности излучения не связано никакое представление о направлении излучения, вследствие чего эта величина предназначена для характеристики *равноярких излучателей*, отношение силы излучения которых в любом направлении к площади проекции на плоскость, перпендикулярную данному направлению, постоянно.

Величину силы излучения с единицы площади проекции поверхности излучающего

тела на плоскость, перпендикулярную направлению излучения (рис. 1-8), принято называть *лучистой яркостью* поверхности излучателя.

Согласно приведенному определению лучистую яркость $\mathbf{B}_\alpha$ в заданном направлении α можно выразить следующим равенством:

$$\mathbf{B}_\alpha = \frac{d\mathbf{I}_\alpha}{dS_u \cos\alpha}. \tag{1-20}$$

Из уравнения (1-20) видно, что размерность лучистой яркости одинакова с размерностью плотности излучения, а единицей для измерения этой величины служит $вт \cdot стер^{-1} \cdot м^{-2}$.

Излучения большинства применяемых на практике излучателей как тепловых, так и люминесцентных близки по своим характеристикам к равнояркому излучению.

Для таких тел имеет место постоянное соотношение между лучистой яркостью и плотностью излучения. Согласно уравнению (1-20) сила излучения некоторого участка dS_u поверхности излучателя будет:

$$d\mathbf{I}_\alpha = \mathbf{B} dS_u \cos\alpha.$$

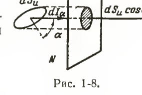


Рис. 1-8.

Пользуясь уравнением (1-18), можно рассчитать поток $d\mathbf{F}$, излучаемый участком dS_u поверхности излучателя:

$$d\mathbf{F} = 2\pi\,\mathbf{B} dS_u \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \sin\alpha\cos\alpha\, d\alpha = \pi \mathbf{B} dS_u,$$

откуда следует:

$$\mathbf{R} = \frac{d\mathbf{F}}{dS_u} = \pi\mathbf{B}. \tag{1-21}$$

Следовательно, для оценки равномерности излучения по поверхности равнояркого излучателя можно с одинаковым успехом применять плотность излучения и лучистую яркость. Для неравноярких излучателей характеристикой распределения излучения по поверхности и в пространстве может являться только лучистая яркость.

1-10. Плотность облучения

Обнаружение излучения в пространстве возможно лишь тогда, когда частично энергия этого излучения будет поглощена и преобразована в другой вид энергии. По величине преобразованной энергии можно судить о количественных характеристи-

ках излучения в той зоне пространства, где произошло поглощение и преобразование излучения. Вполне понятно, что любое тело будет поглощать тем бо́льшую энергию излучения, чем больший лучистый поток будет падать на единицу площади поверхности облучаемого тела. Таким образом, плотность падающего лучистого потока по поверхности облучаемого тела может служить одной из основных характеристик лучистого поля в той его зоне, где расположена облучаемая поверхность. Плотность падающего лучистого потока по облучаемой поверхности принято называть *плотностью облучения* (*облученностью*). Плотность облучения определяется отношением лучистого потока $d\mathbf{F}$, упавшего на поверхность dS_o и равномерно распределившегося по ней, к величине площади этой поверхности:

$$\mathbf{E}=\frac{d\mathrm{F}}{dS_o}. \tag{1-22}$$

Сопоставляя уравнения (1-19) и (1-22), можно видеть, что плотность излучения $\mathbf{R}$ и плотность облучения $\mathbf{E}$ определяются аналогичными отношениями. Различие между этими величинами заключается лишь в том, что плотность излучения определяет плотность лучистого потока по поверхности излучателя S_u (первичные излучатели — тела, отражающие и пропускающие лучистый поток), а плотность облучения — плотность потока, падающего на облучаемую поверхность S_o. Вполне понятно, что для этих величин и размерность и единицы будут одинаковы. Следовательно, единицей измерения плотности облучения является *вт*·*м*$^{-2}$.

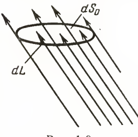


Рис. 1-9.

Следует указать, что плотность облучения может определяться в любой точке поля излучений как отношение потока, пронизывающего с одной стороны некоторый воображаемый плоский контур dL (рис. 1-9), к площади dS_o, ограниченной этим контуром. Вполне понятно, что при повороте плоскости контура dL будет меняться поток, пронизывающий контур, а следовательно, будет меняться плотность облучения. Из этого следует, что плотность облучения является функцией точки и направления. Вследствие того, что в каждой точке пространства возможно бесчисленное количество ориентаций элемента поверхности, в каждой точке поля возможно бесчисленное количество значений плотности облучения.

При наличии в поле нескольких излучателей плотность облучения какой-либо поверхности в заданной точке может определять-

ся отдельно от каждого излучателя и затем суммироваться по правилу аддитивности лучистых потоков.

Расчет плотности облучения, создаваемого точечным излучателем с заданным распределением силы излучения, должен производиться по известному из курса физики закону квадрата расстояния (рис. 1-10):

$$E = \frac{I_\alpha d\omega}{dS_o} = \frac{I_\alpha}{l^2} \cos\gamma, \qquad (1\text{-}23)$$

где I_α — сила излучения по направлению к элементу облучаемой поверхности;

γ — угол падения луча на облучаемый элемент поверхности dS_o;

l — расстояние от точки расположения излучателя[1] до облучаемого элемента поверхности dS_o.

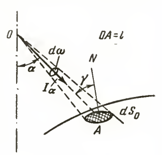


Рис. 1-10.

1-11. Количество облучения

В некоторых случаях преобразования излучения (фотохимическое, биологическое и некоторые другие) существенно знать не только плотность облучения поверхности тела, в котором происходит процесс преобразования, но также и длительность этого процесса. В этих случаях следует определять произведение плотности облучения на время действия. Величина, определяющая лучистую энергию, упавшую на единицу площади облучаемой поверхности в течение всего времени действия, носит название *количества облучения*. В общем случае, когда лучистый поток изменяется в течение времени действия, количество облучения **H** какой-либо поверхности определится как

$$H = \int_{t_1}^{t_2} E_i \, dt, \qquad (1\text{-}24)$$

где E_i — мгновенное значение плотности облучения той поверхности, для которой рассчитывается количество облучения **H**.

Размерность величины количества облучения $[H] = MT^{-2}$ и единица, применяемая для измерения этой величины, *дж* · *м*$^{-2}$.

[1] Закон квадрата расстояния применим к таким излучателям, размеры которых невелики по сравнению с расстоянием l (точечные излучатели).

1-12. Распределение лучистого потока по спектру

Впервые естественный солнечный свет был разложен на составные монохроматические излучения И. Ньютоном в 1666 г. при пропускании узкого пучка лучей через стеклянную призму. Современные спектральные приборы высокой разрешающей силы позволяют выделять очень узкие полосы спектра (шириной до $1 \cdot 10^{-5}$ *мк*). Измерения на таких приборах показывают, что даже спектральные линии излучения свободного атома в парах низкого давления обладают некоторой конечной шириной, следовательно состоят из совокупности нескольких излучений с частотами, очень близкими друг к другу. Невозможность получения монохроматического излучения, характеризуемого гармонической волной [уравнение (1-6)] и состоящего из потока фотонов, одинаковых по энергии и импульсам, объясняется рядом причин. Наличие быстрых хаотических движений излучающих молекул и атомов приводит, согласно принципу Допплера [1], к некоторому различию частот одинаково излучающих атомов, находящихся в неодинаковых условиях движения относительно наблюдателя. Как показывает опыт, повышение температуры люминесцирующего газа приводит к расширению каждой спектральной линии, что подтверждает высказанное положение о роли эффекта Допплера.

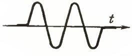


Рис. 1-11.

Второй причиной невозможности получения монохроматического излучения является конечное время существования волны, ограниченное моментами возникновения и поглощения излучения. Как известно, обязательным условием «монохроматичности» волны является отсутствие зависимости частоты, амплитуды и начальной фазы от времени. В любой реальной волне, существующей в течение некоторого конечного времени, происходит мгновенное изменение амплитуды от нуля до некоторого установившегося значения в момент возникновения волны и от установившегося значения до нуля в моменты поглощения (рис. 1-11). Пользуясь теоремой Фурье, такой волновой импульс можно разложить на совокупность монохроматических волн. Вполне понятно, что чем длительнее существует волна, т. е. чем больше колебаний совершает элементарный излучатель за все время действия, тем ближе к монохроматической будет волна реального излучения.

Ко всему сказанному следует добавить, что технически невозможно в процессе измерения распределения лучистой энергии по спектру выделить бесконечно узкую область спектра, так как по

[1] Как известно из курса физики, Допплером установлено изменение частоты излучения движущегося относительно наблюдателя источника в зависимости от скорости и направления движения.

мере сужения этой области в ней уменьшается поток, стремящийся в пределе к нулю.

Условимся в дальнейшем в отличие от монохроматического излучения, характеризуемого гармонической волной, применять термин *однородное*[1] *излучение*, под которым будем понимать излучение на узком конечном участке спектра с шириной $\Delta\lambda$, определяемой требованиями точности спектральных измерений или расчетов. Таким образом, однородное излучение эквивалентно монохроматическому в пределах точности, определяемой практикой светотехнических расчетов и измерений.

Принимая во внимание, что расширение спектральных линий излучения атомов при низких давлениях газа измеряется десятитысячными долями микрона, с достаточной для практики точностью можно считать излучение спектральной линии однородным.

Все встречающиеся в практике излучения можно разделить на две группы: однородные и сложные. *Сложные излучения* отличаются от однородных тем, что они представляют совокупность большего или меньшего числа однородных излучений. Сложные излучения могут быть с линейчатым, полосатым и сплошным спектрами. Полосатые спектры характерны для вращательного и колебательного излучений молекул в инфракрасной части спектра. Излучения этого типа получаются в результате слияния в полосы различной ширины большого числа близко расположенных размытых спектральных линий (см. § 1-22 и 2-26). Сплошные спектры характерны для теплового излучения, а также для фотолюминесценции жидких и твердых тел. Характеристика спектрального распределения лучистого потока достаточно проста для однородных излучений, а также для сложных излучений с линейчатыми спектрами. Спектральное распределение лучистого потока таких излучений дается в виде таблиц однородных лучистых потоков с указанием длины волны излучения каждой спектральной линии. Графически спектральное распределение изображается параллельными отрезками, равными в принятом масштабе величинам лучистых потоков каждой спектральной линии или плотностям облучения на заданном расстоянии от излучателя, создаваемым потоками каждой линии (рис. 1-12).

Спектральное распределение потока излучения со сплошным спектром можно было бы изображать также, откладывая для каждого участка спектра шириной $\Delta\lambda$ столбик с высотой, равной однородному потоку на этом участке спектра (рис. 1-13). Построение токого графика можно заменить таблицей значений однородных потоков для каждого участка спектра с постоянной

[1] В физике однородное излучение принято называть квазимонохроматическим.

разностью длин волн[1]. Выбор ширины каждого участка спектра $\Delta\lambda$ определяется условиями необходимой точности понятия однородности излучения.

Вследствие того, что пользование такими графиками (таблицами) однородных потоков неудобно, особенно в практике цветовых расчетов, для характеристики спектрального распределения сплошного излучения принимают некоторую условную

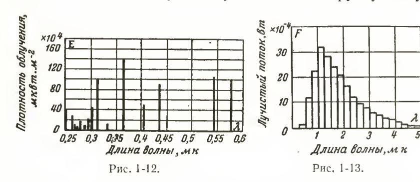


Рис. 1-12.

Рис. 1-13.

величину—*спектральную интенсивность лучистого потока*, определяющую плотность распределения излучения по спектру. Эта величина численно равна отношению однородного потока ΔF_λ к ширине узкой полосы спектра $\Delta\lambda$, на которой измерен однородный поток:

$$\varphi(\lambda)=\frac{\Delta F_\lambda}{\Delta\lambda}. \qquad (1\text{-}25)$$

Как видно из уравнения (1-25), спектральная интенсивность лучистого потока измеряется в *вт·мк*$^{-1}$.

Для повышения точности характеристики спектрального распределения лучистого потока следует стремиться к возможно минимальной ширине участка спектра $\Delta\lambda$.

Принимая ширину этого участка стремящейся к нулю, получим в пределе:

$$\varphi(\lambda)=\lim_{\Delta\lambda\to 0}\frac{\Delta F_\lambda}{\Delta\lambda}=\frac{dF_\lambda}{d\lambda}. \qquad (1\text{-}26)$$

Функцию спектральной интенсивности лучистого потока принято строить в прямоугольной системе координат[2] (рис. 1-14). Интегрируя заданную функцию спектральной интенсивности лучистого потока (1-26) по всему оптическому спектру излу-

[1] Такие же графики и таблицы можно составлять также и для зон с постоянным приростом частоты излучения.

[2] Графики спектральной интенсивности лучистого потока (см. рис. 1-14) даны для излучающего тела с площадью поверхности $S = 1$ *м*^{2}.

чения, получим величину лучистого потока:

$$F = \int_{\lambda_1=0,01}^{\lambda_2=340} \varphi(\lambda)\, d\lambda, \tag{1-27}$$

Пределы интегрирования функции $\varphi(\lambda)$ автоматически устанавливаются границами спектра излучения (рис. 1-14), поэтому обычно пределы интегрирования по оптическому спектру указываются от 0 до ∞. Если функция $\varphi(\lambda)$ задана графически, величина лучистого потока определится площадью, ограниченной кривой $\varphi(\lambda)$ и осью абсцисс. В тех случаях, когда требуется определить лучистый поток в какой-либо зоне спектра, например в зоне видимого участка спектра, пределы интегрирования определяются границей зоны (для видимого излучения $\lambda_1=0,380$ *мк* и $\lambda_2=0,770$ *мк*).

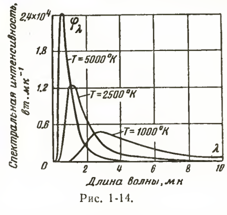


Рис. 1-14.

Для любого излучения со сплошным спектром функция спектральной интенсивности лучистого потока имеет максимум. Этот максимум для теплового излучения смещается в сторону коротких волн при повышении температуры излучающего тела. На основании сопоставления двух кривых $\varphi(\lambda)$ можно судить о качественных изменениях исследуемого излучения. Так, например, сопоставляя излучения абсолютно черного тела с температурами $T_1 = 2\,500°$ K и $T_2 = 5\,000°$ K (рис. 1-14), можно сказать, что при повышении температуры происходит относительное перераспределение лучистого потока по спектру в сторону увеличения доли коротковолновой части излучения за счет уменьшения доли длинноволновой его части[1]. Однако по положению максимума кривой $\varphi(\lambda)$ нельзя судить, как это иногда делают, о максимуме распределения лучистого потока в спектре излучения, так как понятие спектральной интенсивности в достаточной мере условно. Условность этого понятия определяется условным выбором метода анализа плотности распределения лучистого потока по спектру. В частности, при выборе функции $\varphi(\lambda)$

[1] Масштабы кривых выбраны таким образом, чтобы суммарный лучистый поток был одинаковым для обеих температур. Значения спектральной интенсивности, отложенные по оси ординат, соответствуют излучению с температурой $T = 2\,500°$ K.

плотность распределения потока определялась по равноволновому спектру, т. е. на единицу длины волны излучения (рис. 1-15). С таким же успехом можно было бы определить плотность распределения потока по равночастотному спектру, т. е. на единицу частоты колебаний (например, на 1 000 *гц*). Нетрудно убедиться, что найденная этим новым методом функция спектральной интенсивности лучистого потока была бы иной. Докажем это, введя понятие о спектральной интенсивности лучистого потока по равночастотному спектру (рис. 1-16):

$$\psi(\nu) = \frac{dF_\nu}{d\nu}. \tag{1-28}$$

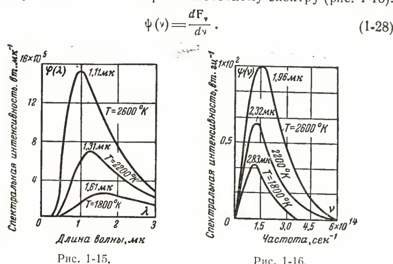


Рис. 1-15. Рис. 1-16.

Для нахождения зависимости между функциями $\varphi(\lambda)$ и $\psi(\nu)$ напишем равенство лучистых потоков в некоторой зоне спектра от λ до $\lambda + d\lambda$, т. е. от ν до $\nu + d\nu$:

$$dF_\nu = \psi(\nu)\, d\nu = dF_\lambda = \varphi(\lambda)\, d\lambda,$$

откуда будем иметь: $\psi(\nu) = \varphi(\lambda) \frac{d\lambda}{d\nu}$,

где $$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}\,^*,$$

так как $\lambda = \frac{c}{\nu}$;

следовательно, $$\psi(\nu) = \varphi(\lambda) \frac{\lambda^2}{c}. \tag{1-29}$$

Из полученной зависимости можно видеть, что положение максимума функции $\psi(\nu)$ всегда будет значительно смещено

* Знак минус показывает, что с ростом λ уменьшается ν. Для нашего анализа знак никакого значения не имеет.

в область бо́льших длин волн по сравнению с максимумом функции $\varphi(\lambda)$, как это показано на рис. 1-15 и 1-16.

Как следует из уравнений (1-26) и (1-28), размерности величин, определяемых функциями спектральной интенсивности лучистого потока $\varphi(\lambda)$ и $\psi(\nu)$, неодинаковы. Они также отличаются от размерности лучистого потока, распределение которого по спектру должно определяться этими функциями. Это различие размерностей объясняет различие функций спектральной чувствительности по длинам волн и частотам и невозможность использования их для анализа распределения лучистого потока по спектру.

Желание использовать функции спектральной интенсивности не только для расчета лучистого потока [уравнение (1-27)], но также и для анализа его распределения по спектру накладывает дополнительное условие на выбор этой функции. Как показал проф. М. М. Гуревич [Л. 11], это дополнительное условие требует тождественности размерностей лучистого потока и выбранной функции его спектральной интенсивности. Вследствие того, что интеграл любой функции спектральной интенсивности, взятый по всей оптической области спектра, должен равняться лучистому потоку [уравнение (1-27)], указанное дополнительное условие эквивалентно требованию безразмерности аргумента выбранной функции спектральной интенсивности лучистого потока.

Такой безразмерной величиной, определяющей спектр, может являться логарифм длины волны или частоты излучения. Приняв $\ln\lambda$ или $\ln\nu$ в качестве аргумента функций спектральной интенсивности, получим:

$$\varphi_{\ln}(\lambda)=\frac{dF}{d(\ln\lambda)}=\frac{dF}{d\lambda}\lambda=\varphi(\lambda)\lambda; \qquad (1\text{-}26a)$$

$$\psi_{\ln}(\nu)=\frac{dF}{d(\ln\nu)}=\frac{dF}{d\nu}\nu=\psi(\nu)\nu. \qquad (1\text{-}28a)$$

Нетрудно убедиться в том, что обе полученные логарифмические функции спектральной интенсивности тождественны[1]:

$$\psi_{\ln}(\nu)=-\varphi(\lambda)\frac{\lambda^2}{c}\nu=-\varphi_{\ln}(\lambda).$$

Приведенные соображения показывают, что анализ спектрального распределения лучистого потока должен производиться на основе сопоставления потоков на участках спектра с равными приращениями логарифмов длин волн или частот излучения. Таким образом, график действительного распределения лучистого потока по спектру следует строить в функции логарифма длины

[1] Различные знаки функций $\psi_{\ln}(\nu)$ и $\varphi_{\ln}(\lambda)$ определяются ростом значений частоты ν при уменьшении длины волны λ.

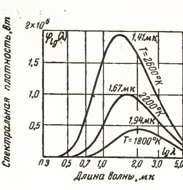


Рис. 1-17.

волны или частоты (рис. 1-17). Вследствие того, что логарифмическая функция спектральной интенсивности определяет действительное распределение излучения по спектру, в дальнейшем изложении будем называть ее *спектральной плотностью излучения*. Во всех случаях, когда функция спектральной интенсивности предназначена лишь для расчета лучистых потоков на любых участках спектра, возможно применение равноволнового или равночастотного спектра.

В практике светотехнических расчетов иногда удобнее пользоваться *спектральной интенсивностью*[1] *плотности излучения*

$$r(\lambda) = \frac{d\mathbf{R}_\lambda}{d\lambda} \tag{1-30}$$

где $r(\lambda) = \frac{d[\varphi(\lambda)]}{dS_u}$ — спектральная интенсивность плотности излучения, численно равная спектральной интенсивности лучистого потока для излучателя с площадью $S_u = 1$ *м*²;

$d\mathbf{R}_\lambda = \frac{\partial^2 \mathbf{F}_\lambda}{\partial S_u}$ — плотность однородного излучения на участке спектра.

Уравнение (1-30) показывает, что интеграл функции спектральной интенсивности плотности излучения по всему спектру определит плотность излучения:

$$\mathbf{R} = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} r(\lambda)\, d\lambda. \tag{1-31}$$

Аналогично можно написать значение спектральной интенсивности для любой лучистой величины, производной от лучистого потока. Так, например, значения спектральной интенсивности силы излучения и лучистой яркости определяются равенствами:

$$i(\lambda) = \frac{d\mathbf{I}_\lambda}{d\lambda}; \quad (1\text{-}32) \qquad b(\lambda) = \frac{d\,\mathbf{B}_\lambda}{d\lambda}, \quad (1\text{-}33)$$

где $i(\lambda) = \frac{d[\varphi(\lambda)]}{d\omega}$ — спектральная интенсивность силы излучения;

[1] В дальнейшем для простоты написания будем пользоваться спектральной интенсивностью в равноволновом спектре, имея в виду необходимость перехода к логарифмическому спектру во всех случаях сопоставления и анализа распределения лучистого потока по спектру.

$b(\lambda) = \frac{\partial^2 [\varphi(\lambda)]}{\partial\omega\partial S}$ — спектральная интенсивность лучистой яркости.

Сила излучения и лучистая яркость могут быть определены интегрированием по спектру их функций спектральной интенсивности:

$$\mathbf{I} = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} i(\lambda)\,d\lambda; \qquad (1\text{-}34) \qquad \mathbf{B} = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} b(\lambda)\,d\lambda. \qquad (1\text{-}35)$$

1-13. Оптические характеристики тел

Как уже указывалось ранее, все тела непрерывно обмениваются энергией, излучая и поглощая лучистую энергию, пришедшую извне. Лучистый поток, упавший на поверхность какого-либо тела от всех окружающих тел, частично будет поглощен телом, частично отразится от его поверхности, а оставшаяся часть пройдет сквозь тело. В большинстве случаев при этом изменяется распределение лучистого потока и в пространстве и по спектру (см. § 1-41). Условимся называть отношения отраженного, поглощенного и прошедшего лучистого потока к лучистому потоку, упавшему на тело, *коэффициентами отражения, поглощения и пропускания.*

Эти коэффициенты, характеризующие оптические свойства тела, определятся следующими равенствами:

$$\rho_л = \frac{\mathbf{F}_\rho}{\mathbf{F}}; \qquad (1\text{-}36) \qquad \alpha_л = \frac{\mathbf{F}_\alpha}{\mathbf{F}}; \qquad (1\text{-}37)$$

$$\tau_л = \frac{\mathbf{F}_\tau}{\mathbf{F}}; \qquad (1\text{-}38) \qquad \rho_л + \alpha_л + \tau_л = 1, \qquad (1\text{-}39)$$

где $\rho_л$, $\alpha_л$ и $\tau_л$ — коэффициенты отражения, поглощения и пропускания лучистого потока;

$\mathbf{F}_\rho$, $\mathbf{F}_\alpha$ и $\mathbf{F}_\tau$ — лучистые потоки: отраженный, поглощенный и прошедший;

$\mathbf{F}$ — упавший на тело лучистый поток.

Величины коэффициентов отражения, поглощения и пропускания лучистой энергии определяются для заданного вещества тела, его агрегатного состояния и температуры следующими параметрами: а) углом падения пучка лучей на поверхность тела и длиной пути пучка в исследуемом теле; б) спектральным составом падающего лучистого потока.

Как будет показано (см. § 2-18 и 2-22), угол падения и длина пути пучка лучей в исследуемом теле влияют на отраженную и поглощенную части потока. Спектральный состав лучистого потока влияет на величину оптических коэффициентов отражения, поглощения и пропускания потому, что многие тела избирательно поглощают, а следовательно, и пропускают лучистые потоки различных длин волн. Таким образом, функции спектральных

значений коэффициентов: $\rho(\lambda)$, $\alpha(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ определятся уравнениями (1-36а), (1-37а) и (1-38а)

$$\rho(\lambda)=\frac{(F_\rho)_\lambda}{F_\lambda}; \quad (1\text{-}36а) \qquad \alpha(\nu)=\frac{(F_\alpha)_\lambda}{F_\lambda}; \quad (1\text{-}37а)$$

$$\tau(\lambda)=\frac{(F_\tau)_\lambda}{F_\lambda}; \quad (1\text{-}38а) \qquad \rho_\lambda+\alpha_\lambda+\tau_\lambda=1, \quad (1\text{-}39а)$$

где F_λ — однородный лучистый поток, упавший на тело;
$(F_\rho)_\lambda$, $(F_\alpha)_\lambda$ и $(F_\tau)_\lambda$ — отраженный, поглощенный и прошедший однородные лучистые потоки;
ρ_λ, α_λ и τ_λ — спектральные значения коэффициентов.

Пользуясь понятием спектральной интенсивности падающего на тело лучистого потока, можно установить связь между спектральными и интегральными (суммарными) коэффициентами, характеризующими оптические свойства тел:

$$\rho_л=\frac{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\rho(\lambda)\,d\lambda}{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,d\lambda}; \quad (1\text{-}40) \qquad \alpha_л=\frac{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\alpha(\lambda)\,d\lambda}{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,d\lambda}; \quad (1\text{-}41)$$

$$\tau_л=\frac{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\tau(\lambda)\,d\lambda}{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,d\lambda}. \quad (1\text{-}42)$$

Из приведенных уравнений следует, что интегральные коэффициенты отражения, поглощения и пропускания зависят не только от функций спектрального отражения, поглощения и пропускания лучистого потока, но также и от спектрального состава падающего на тело лучистого потока, определяемого функцией его спектральной интенсивности $\varphi(\lambda)$.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

1-14. Определения

Как известно, всякое излучение связано с потерей энергии излучающим телом; следовательно, при излучении должна уменьшаться потенциальная энергия излучателя и понижаться его температура или расход энергии на излучение должен компенсироваться поступлением ее извне. Всякое излучение, источником которого является тепловая энергия излучающего тела, принято называть *тепловым излучением*. Тепловое излучение возникает в результате непрерывного хаотического движения молекул излучающего тела.

При повышении температуры излучателя увеличивается энергия поступательного, колебательного и вращательного движения его частиц, вследствие чего растут лучистый поток, а также средняя величина кванта излучения. Как показывают исследования, вращение молекул вокруг своей оси, играющее основную роль в энергетике молекулы при низкой температуре, создает длинноволновые излучения в дальней области инфракрасных лучей. Колебания ядер молекул вещества, определяющие более высокую температуру излучающего тела, создают более коротковолновые инфракрасные и длинноволновые видимые излучения. Видимые и ультрафиолетовые излучения, получающиеся в результате электронного возбуждения молекул и атомов, могут возникать при больших значениях кинетической энергии движущихся частиц; следовательно, их возникновение связано с очень высокой температурой излучающего тела [1].

Таким образом, в результате повышения температуры излучающего тела лучистый поток не только увеличивается, но также изменяется его спектральный состав.

Энергия, подводимая извне к тепловому излучателю для компенсации энергии излучения и тепловых потерь в окружающее пространство (конвекция и теплопередача), может иметь любую форму. Так, например, вольфрамовая спираль электрической лампы накаливания поглощает энергию электрического тока, пламя керосиновой лампы излучает за счет химической энергии, возникающей при соединении молекул керосина с молекулами кислорода воздуха, и т. д.

1-15. Закон Кирхгофа

В XIX в. при разработке основных положений термодинамики было проведено множество экспериментальных и теоретических исследований теплового излучения. Не останавливаясь на многочисленных работах того времени, рассмотрим лишь основные, способствовавшие формированию современного воззрения на процесс теплового излучения.

В 1809 г. Прево сформулировал качественное правило, говорящее о различном излучении тел при одинаковой их температуре, если эти тела неодинаково поглощают падающие на них лучистые потоки. В 1861 г. Р. Кирхгоф (1824—1887), используя второй закон термодинамики, количественно характеризовал соотношение между плотностями излучения двух тел и коэффициентами поглощения лучистого потока этими телами. Согласно

[1] Вследствие хаотичности молекулярного движения возможны большие скорости движения некоторых частиц и при малых значениях температуры; следовательно, при этих условиях возможно возникновение фотонов с большой энергией, однако вероятность таких событий ничтожно мала, поэтому интенсивность коротковолнового излучения при низких температурах практически равна нулю.

закону Кирхгофа отношение плотностей излучения тел с одинаковой температурой равняется отношению коэффициентов поглощения:

$$\frac{\mathbf{R}_1}{\mathbf{R}_2}=\frac{\alpha_1}{\alpha_2}. \qquad (1\text{-}43)$$

Закон Кирхгофа может быть записан в другом виде, определяющем постоянство отношения плотности лучистого потока к коэффициенту поглощения для всех тел, имеющих одинаковую температуру:

$$\frac{\mathbf{R}_1}{\alpha_1}=\frac{\mathbf{R}_2}{\alpha_2}=\ldots=\frac{\mathbf{R}_n}{\alpha_n}=\mathbf{R}_S, \qquad (1\text{-}43а)$$

где $\mathbf{R}_S$ — плотность излучения абсолютно черного тела, поглощающего все падающие на него излучения.

Для однородных лучистых потоков закон Кирхгофа можно написать в следующем виде:

$$\frac{r_1(\lambda T)}{\alpha_1(\lambda T)}=\frac{r_2(\lambda T)}{\alpha_2(\lambda T)}=\ldots=\frac{r_n(\lambda T)}{\alpha_n(\lambda T)}=r_S(\lambda T), \qquad (1\text{-}44)$$

где $r_1(\lambda T), \ldots, r_n(\lambda T)$ — спектральные интенсивности плотности излучения каждого излучателя в функции длины волны λ и температуры T;

$\alpha_1(\lambda T), \ldots, \alpha_n(\lambda T)$ — спектральные коэффициенты поглощения каждого излучателя в функции длины волны λ и температуры T;

$r_S(\lambda T)$ — функция спектральной интенсивности плотности излучения абсолютно черного тела при температуре T.

Закон Кирхгофа, написанный для однородных излучений [уравнение (1-44)], позволяет сделать выводы, существенно важные для светотехнической практики:

а) отношение спектральной интенсивности теплового излучения к спектральному значению коэффициента поглощения одинаково для всех тел и является функцией длины волны λ и температуры T;

б) плотность теплового излучения любого реального тела в любой области спектра не может быть больше плотности излучения абсолютно черного тела в той же области спектра и при той же температуре.

Выводы из закона Кирхгофа показывают большое значение функции спектральной интенсивности черного излучения[1] для практики светотехнических расчетов.

[1] Для сокращения в дальнейшем излучение абсолютно черного тела будем называть черным излучением.

1-16. Спектральная интенсивность черного излучения

Первые теоретические попытки обоснования функции $r_S(\lambda T)$ были совершены учеником А. Г. Столетова проф. В. А. Михельсоном (1860—1927). Как указывают известные физики О. Люммер (1860—1925) и О. Д. Хвольсон (1852—1934), теоретические исследования В. А. Михельсона открыли путь работам В. Вина, Л. Больцмана и М. Планка. В статье «Опыт теоретического объяснения распределения энергии в спектре твердого тела», опубликованной в 1887 г., В. А. Михельсон, применяя теорию вероятности к молекулярной оптике и используя максвелловское распределение скоростей теплового движения молекул, впервые сформулировал функцию спектральной интенсивности плотности излучения черного тела от температуры:

$$r_S(\lambda T) = C_1 T^{\frac{3}{2}} \lambda^{-6} e^{-\frac{C_2}{\lambda^2 T}}, \qquad (1\text{-}45)$$

где C_1 и C_2 — постоянные величины.

В 1896 г. В. Вин (1864—1928), опираясь на максвелловское распределение скоростей движущихся молекул, видоизменил зависимость частоты их колебаний[1] от скорости их движения и получил новую функцию, более точно отвечающую результатам опытов:

$$r_S(\lambda T) = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}. \qquad (1\text{-}46)$$

Уравнение Вина (1-46) дало очень хорошее совпадение с результатами опытного наблюдения для малых значений произведения λT, т. е. для коротковолновой части спектра (рис. 1-18). Для приближения к результатам опыта М. Планк ввел в уравнение Вина дополнительный множитель $\frac{1}{1 - e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}}$. При этом уравнение (1-46) приняло следующий вид:

Рис. 1-18.

$$r_S(\lambda T) = C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1}. \qquad (1\text{-}47)$$

[1] В. Вин принимал частоту колебаний пропорциональной квадрату скорости движения в отличие от В. А. Михельсона, считавшего ее пропорциональной первой степени скорости движения.

Анализ полученного М. Планком уравнения потребовал принципиально нового представления об элементарных излучателях как о вибраторах, излучающих в пространство энергию дискретными порциями, названными им квантами лучистой энергии ε. Это предположение, совмещенное с рассмотрением излучения как потока электромагнитных волн, подчиняющегося термодинамическим законам равновесного излучения, позволило М. Планку определить величину кванта энергии и значения постоянных C_1 и C_2:

$$\varepsilon = h\nu;\ C_1 = 2\pi hc^2;\ C_2 = \frac{hc}{k},$$

где $h = 6{,}624 \cdot 10^{-34}$ *дж·сек* — постоянная Планка;

$c = 2{,}99764 \cdot 10^8$ *м·сек*$^{-1}$ — скорость света в безвоздушном пространстве;

$k = 1{,}3805 \cdot 10^{-23}$ *дж·град*$^{-1}$ — постоянная Больцмана;

$C_1 = 3{,}74\ 10^8$ *вт·м*$^{-2}$*·мк*^{4};

$C_2 = 1{,}438\ 10^4$ *мк·град*.

Часто *уравнение Планка* приводится к значениям спектральной интенсивности в равночастотном спектре. Согласно уравнению (1-29) перевод на шкалу частот возможен при соблюдении следующего соотношения:

$$r_S(\nu T) = r_S(\lambda T)\frac{\lambda^2}{c}.$$

Следовательно, уравнение Планка в шкале частот будет иметь следующий вид:

$$r_S(\nu T) = \frac{C_1\nu^3}{c^4}\left(e^{\frac{C_2\nu}{cT}} - 1\right)^{-1}.$$

Подставляя значение констант C_1 и C_2, получим:

$$r_S(\nu T) = \frac{2\pi h}{c^2}\nu^3\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^{-1}. \qquad (1\text{-}48)$$

Для сопоставления уравнения Вина (1-46) с уравнением Планка (1-47) разложим множитель $\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1}$ в ряд:

$$\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1} = e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} + e^{-\frac{2C_2}{\lambda T}} + e^{-\frac{3C_2}{\lambda T}} + \ldots + e^{-\frac{nC_2}{\lambda T}}. \qquad (1\text{-}48a)$$

При быстрой сходимости полученного ряда, т. е. при малом значении λT, можно ограничиться лишь первым членом ряда $e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$.

При этом погрешность приближения не будет превосходить 1%, если $e^{\frac{C_2}{\lambda T}} \geqslant 100$, что соответствует $\lambda T \leqslant 3{,}1 \cdot 10^3$ *мк·град*.

Приведенное условие применимости спектральной функции излучения черного тела по Вину ($\lambda T \leqslant 3\,100$) позволяет сделать вывод о возможности использования этой функции для всей области видимых и, тем более, ультрафиолетовых излучений, так как для $\lambda \leqslant 0{,}77$ *мк* будем иметь: $T \geqslant 4\,000°$ K, что превышает температуру любого искусственного источника света. Для больших значений λT, когда отношение $\frac{\lambda T}{C_2} \gg 1$, уравнение Планка можно написать в следующем приближенном виде:

$$r_S(\lambda T) = 2\pi c \lambda^{-4} T. \qquad (1\text{-}49)$$

Приближенное уравнение (1-49) можно получить преобразованием уравнения Планка путем разложения экспоненциальной функции $e^{\frac{C_2}{\lambda T}}$ в ряд:

$$e^{\frac{C_2}{\lambda T}} = 1 + \frac{C_2}{\lambda T} + \frac{\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)^2}{2!} + \frac{\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)^3}{3!} + \ldots$$

Сходимость этого ряда увеличивается при уменьшении показателя степени исследуемой функции. В частности, при $\frac{C_2}{\lambda T} \leqslant 0{,}01$ можно ограничиться двумя первыми членами ряда; при этом погрешность приближения не будет превышать 1%. Следовательно, для $\frac{\lambda T}{C_2} \gg 1$ имеем:

$$\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1} \approx \frac{\lambda T}{C_2}.$$

Подставляя это приближенное равенство в уравнение Планка (1-47), получим *уравнение Релея—Джинса* (1-49).

В конце прошлого столетия Д. Релей (1842—1891) и независимо от него Д. Джинс (1877—1946) получили эту приближенную функцию распределения энергии по спектру черного излучения, исходя из принципа равномерного распределения энергии по степеням свободы — одного из основных принципов классической статистической физики.

Согласно уравнению Релея — Джинса, по мере уменьшения длины волны должна непрерывно расти спектральная интенсивность излучения, что, как известно, не соответствует действительности. Вследствие того, что уравнение Релея — Джинса было получено на основе закономерностей классической физики, противоречие его с действительным законом природы было названо «ультрафиолетовой катастрофой» классической физики. Для сопоставления уравнения Планка с приближенными уравнениями Вина и Релея — Джинса на рис. 1-18 приведены результаты экс-

периментального определения спектральной интенсивности черного излучения (точки на графике) в сопоставлении с теорией Планка, а также даны в функции отношения $\frac{\lambda T}{C_2}$ погрешности, получаемые при расчетах спектральной интенсивности по уравнениям Вина и Релея — Джинса. Из приведенного графика (рис. 1-18) можно видеть, что закон Релея — Джинса дает близкие с действительностью результаты лишь при очень малых квантах, следовательно, лишь в тех условиях, когда дискретность излучения не играет существенной роли. Закон Вина, как уже указывалось ранее, дает правильные результаты лишь при определении спектральной интенсивности коротковолновых излучений, т. е. излучений с большими квантами, следовательно с большой дискретностью. Это следует объяснить тем, что Вин при выводе уравнения (1-46) пользовался законом максвелловского распределения скоростей движения излучающих молекул, определяющим распределение излучающих частиц по шкале энергии. Таким образом, Вин проводил аналогию между излучением и газом, свойства которого определяются дискретностью его молекул. Различие дискретных свойств излучения [Л. 1-3] от дискретности молекулярного строения вещества определяет степень приближенности уравнения Вина. Следовательно, достоверность этого уравнения повышается по мере увеличения дискретных свойств излучения, т. е. по мере увеличения энергии каждого фотона.

1-17. Исследование функции Планка

Полученное выражение функции $r_S(\lambda T)$ позволяет определить зависимость плотности излучения абсолютно черного тела от его температуры, а также исследовать положение максимумов спектральных значений интенсивности и плотности излучения. Для этой цели напишем уравнение Планка (1-48) в следующем виде:

$$r_S(\lambda T) = \frac{C_1 T^5}{C_2^5} \frac{x^5}{e^x - 1}, \qquad (1\text{-}50)$$

где $x = \frac{C_2}{\lambda T}$.

Интегрируя уравнение (1-50) в пределах от 0 до ∞, получим выражение плотности черного излучения:

$$\mathbf{R}_S = \int_0^\infty r_S\ (\lambda T)\, d\lambda = \frac{C_1 T^4}{C_2^4} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1}\, dx,$$

так как

$$d\lambda = \frac{C_2}{T x^2}\, dx.$$

Интеграл $\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1}\, dx$ решается разложением подъинтегральной

функции в ряд (уравнение (1-48a)]:

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x-1}\,dx = \int_0^\infty e^{-x}x^3dx + \int_0^\infty e^{-2x}x^3dx + \ldots \approx 2{,}212.$$

Следовательно, плотность излучения определится величиной, пропорциональной четвертой степени температуры черного излучателя:

$$R_S = \sigma T^4, \qquad (1\text{-}51)$$

где $\sigma = 2{,}212\,\frac{C_1}{C_2^4} = 5{,}672\cdot 10^{-8}$ *вт*$\cdot$*м*$^{-2}\cdot$*град*$^{-4}$.

Полученное уравнение (1-51) принято называть уравнением Стефана-Больцмана. В 1879 г. И. Стефаном (1835—1893) экспериментально была установлена зависимость плотности излучения от четвертой степени температуры, а в 1884 г. Л. Больцман (1844—1906) теоретически обосновал эту зависимость, исходя из основных принципов термодинамики.

Для исследования положения максимума излучения по спектру и определения значения этого максимума воспользуемся функцией спектральной плотности излучения:

$$r_{\ln}(\lambda T) = C_1\lambda^{-4}\left(e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1} = \frac{C_1T^4}{C_2^4}\cdot\frac{x^4}{(e^x-1)}, \qquad (1\text{-}50a)$$

где $x = \frac{C_2}{\lambda T}$.

Определив первую производную этой функции по x и приравняв эту производную нулю, получим:

$$r'_{\ln}(\lambda T) = \frac{4x^3(e^x-1) - x^4e^x}{(e^x-1)^2} = 0.$$

Решая полученное уравнение относительно x, будем иметь: $x = 3{,}921$, или

$$\lambda_m T = 3\,668 \text{ мк}\cdot\text{град}, \qquad (1\text{-}52)$$

где λ_m — длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности излучения абсолютно черного тела.

Это соотношение было получено В. Вином в 1896 г. непосредственно из термодинамических соотношений равновесного излучения. Вследствие того, что анализ распределения излучения абсолютно черного тела по спектру проводился Вином по максимуму спектральной интенсивности в равноволновом спектре, полученный им результат отличается от приведенного ранее примерно в 1,23 раза:

$$\lambda'_m T = 2\,896 \text{ мк}\cdot\text{град}, \qquad (1\text{-}52a)$$

где λ'_m — длина волны, соответствующая максимуму спектральной интенсивности в равноволновом спектре.

Постоянство произведения длины волны максимума излучения на температуру излучателя принято называть *законом смещения*. Закон смещения [уравнение (1-52)] можно также рассматривать в следующем виде:

$$\lambda T_m = 3\,668 \ \text{мк} \cdot \text{град}, \qquad (1\text{-}52б)$$

где λ — любая заданная длина волны;

T_m — температура излучателя, определяющая максимальную долю излучения на участке спектра с заданной длиной волны λ.

Максимум спектральной плотности излучения абсолютно черного тела определится подстановкой в уравнение (1-50а) значения $x = 3{,}921$:

$$r_{1п}(\lambda T)_m = 4{,}28 \cdot 10^{-8} T^4 \ \text{вт} \cdot \text{м}^{-2}. \qquad (1\text{-}53)$$

Нетрудно убедиться в том, что максимум спектральной интенсивности излучения в равноволновом спектре будет пропорционален пятой степени температуры излучателя:

$$r_S(\lambda T)_m = 1{,}04 \cdot 10^{-11} T^5 \ \text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мк}^{-1}. \qquad (1\text{-}53а)$$

Это соотношение легко может быть получено путем дифференцирования функции спектральной интенсивности в равноволновом спектре [уравнение (1-50)].

Проведенный анализ уравнения Планка позволяет сделать следующие существенные для практики выводы:

1. При повышении температуры излучающего тела происходит интенсивный (пропорционально четвертой степени температуры) рост лучистого потока.

2. Максимум плотности излучения по спектру растет также пропорционально четвертой степени температуры излучателя.

3. Повышение температуры излучателя приводит к смещению максимума кривой спектральной плотности излучения в область коротких длин волн, т. е. к увеличению роли излучений в коротковолновой части спектра.

4. Максимум спектральной плотности излучения черного тела лежит в видимой области спектра ($\lambda = 0{,}38$—$0{,}77$ *мк*) для значений температуры излучателя в пределах от $T = 4\,760°$ K до $T = 10\,000°$ K.

1-18. Функция Планка в относительных координатах

Для упрощения пользования уравнением Планка его преобразовывают путем введения относительных координат:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda'_m} \quad \text{и} \quad \eta = \frac{r_S(\lambda T)}{(r_S)_m},$$

откуда получим:

$$\lambda = \xi \frac{C_2}{4{,}965T}, \quad \text{так как} \quad \lambda'_m = \frac{C_2}{4{,}965T},$$

и

$$r_S(\lambda T) = \frac{C_1}{C_2^5} \frac{4{,}965T^5\xi^{-5}}{e^{\frac{4{,}965}{\xi}} - 1},$$

так как

$$\frac{C_2}{\lambda T} = \frac{4{,}965}{\xi}.$$

Подставляя полученное выражение функции $r_S(\lambda T)$ в уравнение, определяющее относительную координату η, получим:

$$\eta = 142{,}3 \frac{\xi^{-5}}{e^{\frac{4{,}965}{\xi}} - 1}. \tag{1-54}$$

Введение относительных координат ξ и η позволило написать функцию спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела [уравнение (1-54)] с исключением зависимости от температуры в явном виде. Этот способ изображения позволил заменить семейство кривых спектральной интенсивности излучения (рис. 1-14) одной кривой $\eta = f(\xi)$, представленной на рис. 1-19.

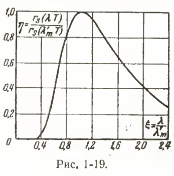


Рис. 1-19.

Пользуясь этой кривой, нетрудно решить часто встречающуюся на практике задачу определения доли лучистого потока или любой другой лучистой величины (плотности излучения, силы излучения и др.), приходящейся на участок спектра с заданными границами λ_1 и λ_2

$$n_S = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_S(\lambda T)\, d\lambda}{\int_0^\infty r_S(\lambda T)\, d\lambda} = \frac{\int_{\xi_1}^{\xi_2} \eta\, d\xi}{\int_0^\infty \eta\, d\xi}. \tag{1-55}$$

Решение полученного уравнения значительно облегчается введением функции

$$\psi(\xi) = \frac{\int_0^\xi \eta\, d\xi}{\int_0^\infty \eta\, d\xi}.$$

Если есть графическое изображение этой функции (рис. 1-20), то интересующее нас отношение n_S определяется простым равенством

$$n_S = \psi(\xi_2) - \psi(\xi_1), \tag{1-56}$$

где $\psi(\xi_2)$ и $\psi(\xi_1)$ — значения функции $\psi(\xi)$, найденные из кривой (рис. 1-20) для заданных ξ_1 и ξ_2.

При расчете любой лучистой величины по функции ее спектральной интенсивности необходимо определять пределы интегрирования или границы планиметрирования графика этой функции. Теоретическая протяженность спектра излучения согласно уравнению Планка бесконечна (от $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$). Для лучистых величин протяженность спектра определяется границами оптической части спектра $\lambda = 0{,}01$ *мк* и $\lambda = 340$ *мк*. Практическое же значение спектральной интенсивности излучения становится исчезающе малым за пределами еще более узкого участка спектра. Если ограничиться той областью спектра, в которой минимальные значения спектральной интенсивности излучения не должны быть меньше 0,001 максимального значения, то окажется, что такой участок спектра будет простираться в пределах от $0{,}25\lambda_m$ до $13\lambda_m$, причем ширина этого участка при любой температуре излучателя не будет превышать 6 октав.

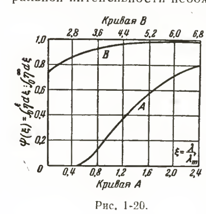


Рис. 1-20.

1-19. Тепловое излучение реальных тел

При анализе излучения реальных тел, обладающих значениями коэффициента поглощения $\alpha(\lambda T) < 1$ [уравнение (1-39а)], необходимо учитывать не только собственные излучения реального тела, но также и отраженные им излучения. Отношение полной (собственной и отраженной) плотности излучения реального тела к плотности излучения абсолютно черного тела, имеющего одинаковую температуру с исследуемым излучателем, принято называть *коэффициентом излучения*:

$$\varepsilon(\lambda T) = \frac{r(\lambda T)}{r_S(\lambda T)} = \frac{r'(\lambda T) + r''(\lambda T)}{r_S(\lambda T)} =$$

$$= \frac{r'(\lambda T) + r''(\lambda T)}{r'(\lambda T)} \cdot \frac{r'(\lambda T)}{r_S(\lambda T)} = \gamma(\lambda T) \cdot \alpha(\lambda T). \tag{1-57}$$

Соответственно

$$\varepsilon_T = \frac{R_T}{R_{ST}} = \frac{R'_T + R''_T}{R_{ST}} = \gamma_T \alpha_T, \qquad (1\text{-}58)$$

где $\varepsilon(\lambda T)$ — спектральный коэффициент излучения;

ε_T — интегральный коэффициент излучения;

$r'(\lambda T)$ и $r''(\lambda T)$ — функции спектральной интенсивности плотности собственного и отраженного излучения;

R'_T, R''_T и R_T — плотности собственного, отраженного и полного излучения реального тела, имеющего температуру $T°$ К;

$\gamma(\lambda T)$ и γ_T — спектральный и интегральный коэффициенты почернения излучения;

$\alpha(\lambda T)$ и α_T — спектральный и интегральный коэффициенты поглощения излучающим телом.

Коэффициент почернения излучения реального тела определяется отношением его полного излучения (собственного и отраженного) к собственному излучению того же тела. Этот коэффициент показывает, насколько излучение реального тела приближается к черному излучению. Из уравнения (1-57) можно видеть, что максимальное значение коэффициента почернения для каждого реального тела определяется величиной, обратной его коэффициенту поглощения, так как максимальное значение коэффициента излучения реального тела согласно закону Кирхгофа не может быть больше единицы:

$$\gamma_m(\lambda T) = \frac{1}{\alpha(\lambda T)}; \quad (\gamma_T)_m = \frac{1}{\alpha_T}.$$

Величина коэффициента почернения исследуемого тела определяется относительным значением отраженных излучений [уравнение (1-57)], следовательно, для каждого излучателя может быть равна от 1 до $\gamma_m(\lambda T)$:

$$\gamma(\lambda T) = 1 + \frac{r''(\lambda T)}{r'(\lambda T)}.$$

Величина коэффициента почернения любого реального тела зависит от формы излучателя и его плотности излучения по сравнению с плотностью излучения окружающих тел. При повышении температуры плоского излучателя его коэффициент почернения уменьшается, приближаясь к единице при $\frac{T_{изл}}{T_{окр}}$, стремящемся к бесконечности, так как понижается роль отражения излучений, падающих на него извне.

Для излучателя, выполненного в виде глубокой полости, выходное отверстие которой несоизмеримо мало по сравнению с площадью поверхности излучателя, коэффициент почернения практически равен максималь-

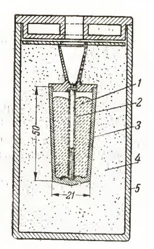


Рис. 1-21.

1 — платина; *2* — трубчатый излучатель из плавленой окиси тория; *3* — стакан из плавленой окиси тория; *4* — размельченная окись тория; *5* — кварцевый цилиндрический футляр.

ному значению, вследствие чего излучение такого тела идентично излучению абсолютно черного тела при любой температуре и любом материале излучателя (рис. 1-21). Эффект почернения излучения, поступающего во внешнее пространство из глубокой полости, определяется многократными отражениями, в результате которых происходит практически полное поглощение собственных излучений.

Коэффициент почернения следует учитывать при расчете излучения вольфрамовых спиралей ламп накаливания, для внутренней поверхности которых этот коэффициент может быть достаточно большим. Коэффициент почернения близок к единице для всех излучателей с плоскими и выпуклыми поверхностями, например, для цилиндрического излучателя, если $T_{изл} \gg T_{окр}$. Для таких излучателей можно не делать различия между коэффициентами излучения и поглощения, принимая $\varepsilon(\lambda T) = \alpha(\lambda T)$.

Все излучения реальных тел в зависимости от хода функции $\varepsilon(\lambda T)$ делят на две группы: серые и избирательные. *Серые излучения* характеризуются функцией спектрального распределения, подобной функции распределения лучистого потока по спектру черного излучения (рис. 1-22). Следовательно, спектральный коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda T)$ для серых излучателей постоянен. Для большинства тел

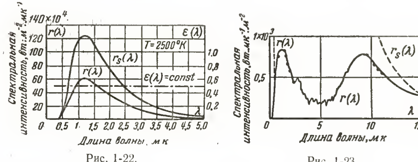


Рис. 1-22.

Рис. 1-23.

излучение можно считать серым лишь на некотором участке спектра. Следует отметить, что излучение металлов по мере повышения их температуры приближается к свойствам серого излучения с одновременным повышением интегрального коэффициента излучения.

Избирательное излучение характеризуется зависимостью спектрального коэффициента излучения от длины волны. Изби-

рательно излучающие тела (рис. 1-23) на некоторых участках спектра приближаются по характеристикам излучения к черному излучателю, а на других участках спектра в значительной мере отличаются от них.

Интегральное излучение реальных тел [уравнение (1-58)] всегда меньше черного излучения при одинаковой температуре излучателей.

Принимая для высоких значений температур $\gamma_T \approx 1$, можно написать следующее выражение плотности излучения реального тела:

$$R_T = \sigma T^4 \varepsilon_T \approx \sigma T^4 \alpha_T, \qquad (1\text{-}59)$$

где σ — $5{,}672 \cdot 10^{-8}$ *вт·м⁻²·град⁻⁴*;

ε_T — интегральный коэффициент излучения;

α_T — интегральный коэффициент поглощения.

На основе ряда экспериментальных исследований излучения металлов было установлено:

$$\varepsilon_T \approx 1 - e^{-\beta T}, \qquad (1\text{-}60)$$

где β — коэффициент, зависящий от физических свойств излучающего металла.

Как можно видеть из уравнения (1-60), по мере роста температуры уменьшается значение $e^{-\beta T}$, следовательно, увеличивается коэффициент излучения, стремясь к единице при $T \to$. Поэтому с повышением температуры тела его излучение приближается к черному, что уже было указано применительно к спектральному распределению излучения металлов.

1-20. Эквивалентные температуры излучения

Для сопоставления характеристик излучения реального тела и черного излучателя часто пользуются методом *эквивалентных температур*. Этот метод заключается в определении температуры абсолютно черного излучателя из условия эквивалентности одной из характеристик его излучения с излучением реального тела при заданной (истинной) его температуре. Характеристиками излучения, на основе которых определяются эквивалентные режимы, приняты следующие: плотность лучистого потока, видимая яркость излучения в узкой области спектра и цветность излучения[1]. В зависимости от выбора характеристики, по которой производится сопоставление эквивалентности излучения, различают следующие эквивалентные температуры излучения:

[1] Цветность теплового излучения определяется формой кривой спектральной интенсивности излучения на видимом участке спектра.

а) *Энергетическая (черная) температура* ($T_э$) — температура абсолютно черного тела, при которой плотность его излучения равна плотности излучения исследуемого реального тела при заданной (истинной) температуре.

б) *Яркостная температура* ($T_я$) — температура абсолютно черного тела, при которой его яркость в зоне $\lambda = 0{,}65$ *мк* равна яркости в той же зоне спектра исследуемого излучателя при заданной (истинной) температуре.

в) *Цветовая температура* $T_ц$) — температура абсолютно черного тела, при которой цветность его излучения одинакова с цветностью исследуемого излучения при заданной (истинной) температуре.

Для сравнения значения любой эквивалентной температуры с истинной воспользуемся уравнениями, характеризующими абсолютно черное и реальное излучения.

Пользуясь уравнениями (1-51) и (1-59), напишем условия энергетической эквивалентности излучения:

$$\sigma T_э^4 = \varepsilon_T \sigma T^4.$$

Полученное выражение энергетической эквивалентности излучения позволяет определить истинную температуру излучающего тела по значению энергетической температуры:

$$T = \frac{T_э}{\sqrt[4]{\varepsilon_T}}. \tag{1-61}$$

Это соотношение показывает, что истинная температура всегда больше энергетической, так как для реальных тел $\varepsilon_T < 1$. Для измерения энергетической температуры применяются приборы, называемые *радиационными пирометрами*. Приемником излучения в радиационном пирометре является вакуумная термопара, на горячий спай которой излучение концентрируется линзой объектива.

Условия эквивалентности яркости излучения в узкой зоне спектра, определяющие соотношение яркостной и истинной температур, равноценны условиям эквивалентности спектральной интенсивности плотности лучистого потока[1]:

$$C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T_я}} K(\lambda) = \varepsilon(\lambda T) C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} K(\lambda),$$

[1] Применение уравнения Вина для выражения оптической плотности излучения вполне допустимо, так как измерения проводятся в видимой области спектра ($\lambda = 0{,}65$ *мк*) и измеряемая температура, как правило, не превышает $T = 2\,500°$ К.

где $K(\lambda)$ — спектральная чувствительность глаза наблюдателя откуда имеем:

$$e^{-\frac{C_2}{\lambda T_я}} = \varepsilon(\lambda T)\, e^{-\frac{C_2}{\lambda T}},$$

Решая полученное уравнение относительно истинной температуры излучающего тела, получим:

$$T = \frac{C_2}{\lambda} \frac{1}{\frac{C_2}{\lambda T_я} + \ln \varepsilon(\lambda T)}. \quad (1\text{-}62)$$

Приведенное уравнение (1-62) показывает, что для определения истинной температуры T по результатам измерения яркостной температуры $T_я$ необходимо знать спектральный коэффициент излучения тела, который зависит от истинной температуры. Учитывая незначительное влияние температуры на спектральный коэффициент излучения, можно этим влиянием пренебречь или определять его не по истинной, а по яркостной температуре, различие между которыми обычно невелико. Измерение яркостной температуры излучения производится при помощи *оптических пирометров*, приемником в которых служит глаз наблюдателя. Наблюдатель в окуляр прибора видит нить лампы накаливания на фоне яркости излучающего тела, видимого наблюдателем через объектив прибора. Для выделения узкой области спектра перед глазом наблюдателя расположен красный светофильтр с узкой областью пропускания около $\lambda = 0{,}65$ *мк*. Варьируя режим накала нити лампы, подбирают такой ток в ее цепи, при котором нить лампы исчезает на фоне яркости тела излучения. Миллиамперметр, включенный в цепь лампы, градуируется на яркостную температуру. Градуировка возможна непосредственно на истинную температуру, однако в этом случае она будет верна лишь только для того тела, для которого была проведена градуировка прибора.

Эквивалентность условий излучений по цветности определяется по тождественности спектральных кривых сравниваемых излучений. Форму спектральной кривой теплового излучения в достаточной мере точно можно определить отношением двух значений спектральной интенсивности излучения, взятых для двух крайних узких зон видимого спектра. Следовательно, условием эквивалентности тепловых излучений по цветности может служить равенство следующих отношений:

$$\frac{r_S(\lambda_1 T_ц)}{r_S(\lambda_2 T_ц)} = \frac{r(\lambda_1 T)}{r(\lambda_2 T)}.$$

Подставляя в полученное уравнение значения спектральной интенсивности черного и реального излучения [уравнение

(1-46)], получим следующее равенство:

$$\frac{e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 T_ц}}}{e^{-\frac{C_2}{\lambda_2 T_ц}}}=\frac{\varepsilon(\lambda_1 T)}{\varepsilon(\lambda_2 T)}\cdot\frac{e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 T}}}{e^{-\frac{C_2}{\lambda_2 T}}}.$$

Решая это уравнение относительно истинной температуры излучателя, получим следующее соотношение истинной и цветовой температур излучения:

$$\frac{1}{T}=\frac{1}{T_ц}-\frac{\ln\frac{\varepsilon(\lambda_1 T)}{\varepsilon(\lambda_2 T)}}{C_2\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right)}. \qquad (1\text{-}63)$$

Определение цветовой температуры излучения осуществляется двукратным измерением при помощи фотоэлемента силы излучения через два фильтра с узкими полосами пропускания в областях λ_1 и λ_2. Измерение цветовой температуры можно также производить методом уравнивания цветности полей сравнения фотометра при помощи регулирования напряжения на лампе сравнения, излучение которой градуировано по цветовой температуре для различных значений напряжения питания ламп. Интересный прибор для измерения цветовой температуры излучателей в условиях цветной киносъемки был разработан в НИКФИ [Л. 12]. Схема этого портативного прибора приведена на рис. 1-24. Прибор основан на принципе сопоставления яркости излучения в красной ($\lambda=0{,}595$ *мк*) и синей ($\lambda=0{,}450$ *мк*) областях спектра. Для возможности зрительного сравнения яркостей красного и синего излучений последнее трансформируется при помощи люминофора. Контролируемое излучение падает на два приемные окна прибора (рис. 1-24), одно из которых перекрыто синим фильтром (*СФ*), а второе — молочным стеклом (*МС*). Излучение, прошедшее через синий фильтр, возбуждает свечение слоя люминофора (*ЛМ*). Излучение люминофора, отражаясь от белой матовой пластинки (*БП*) и зеркала (*З*), попадает в глаз наблюдателя через окуляр прибора. Часть излучения, попавшая на молочное стекло, проходит в глаз наблюдателя через дисковый клиновой поглотитель (*КП*), красный фильтр (*КФ*) и окуляр. Для обеспечения большей одноцветности полей сравнения излучение люминофора, возбуждаемого синей частью контролируемого излучения, также проходит через красный фильтр (*КФ*).

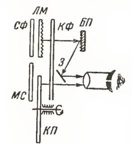


Рис. 1-24.

Клиновой поглотитель, выполненный в виде диска, предназначен для уравнивания яркости полей сравнения, вследствие чего угол поворота дискового поглотителя характеризует отношение яркости в синей и красной частях спектра, а следовательно, определяет цветовую температуру контролируемого излучения.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

1-21. Определения

Как уже указывалось, любое тело при температуре выше 0° К посылает в окружающее пространство излучение, возникающее в результате неупорядоченного теплового движения молекул. Количественные и качественные характеристики такого излучения определяются термодинамическими законами. В некоторых случаях тело, дополнительно к тепловым излучениям, посылает в пространство излучения, возникающие в результате локализованного возбуждения частиц (центров люминесценции) излучающего тела. Как показывает опыт, люминесцировать могут тела, находящиеся в любом агрегатном состоянии, причем энергия возбуждения сообщается люминесцирующим частицам различными способами. В зависимости от способов передачи энергии люминесцирующим частицам или, как принято говорить, от способов их возбуждения различают некоторые разновидности люминесценции (электролюминесценция, фотолюминесценция, хемлюминесценция, катодлюминесценция и др.).

Люминесценция, в отличие от теплового излучения, является собственным неравновесным излучением возбужденных частиц (атомов, молекул и кристаллов) излучающего тела. По Вавилову люминесценция определяется как излучение, избыточное по сравнению с тепловым, если длительность его значительно превышает период оптических колебаний, т. е. равна или больше 10^{-10} *сек.*

Избыточность излучения относительно теплового можно определить следующим равенством:

$$r_л(\lambda) = r(\lambda T) - \varepsilon(\lambda T)\, r_S(\lambda T),$$

или, выражая спектральную интенсивность плотности черного излучения функцией Планка [уравнение (1-47)], получим:

$$r_л(\lambda) = r(\lambda T) - \varepsilon(\lambda T)\, C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \qquad (1\text{-}64)$$

где $r_л(\lambda)$ — спектральная интенсивность плотности излучения люминесценции;

$r(\lambda T)$ — то же для суммарного излучения;

$r_s(\lambda T)$ — то же для излучения черного тела;

$\varepsilon(\lambda T)$ — спектральный коэффициент излучения при температуре излучателя T.

Согласно определению С. И. Вавилова уравнение (1-64) будет характеризовать люминесценцию, если оно написано для времени $t \geqslant 10^{-10}$ *сек* после прекращения возбуждения излучения, т. е. для момента, когда исключены все вынужденные излучения тела (рассеяние, отражение, свечение Вавилова — Черенкова и др.).

Уравнение (1-64) показывает, что распределение энергии по спектру люминесценции не следует уравнению Планка. Согласно многочисленным исследованиям область спектра люминесценции не зависит от способа возбуждения и определяется физико-химическим строением люминесцирующего вещества. Условия возбуждения и агрегатное состояние люминесцирующего вещества могут оказывать некоторое влияние лишь на относительные значения спектральной интенсивности отдельных участков спектра люминесценции. В отличие от теплового излучения, в котором возбуждение излучающих молекул вещества происходит за счет неорганизованного теплового движения молекул, в люминесцирующем веществе бóльшая часть энергии, сообщенной молекулам, локализуется и не поступает в общее тепловое распределение. Вследствие этого возможна концентрация энергии в центрах излучения, во много раз превышающая среднюю кинетическую энергию теплового движения молекулы. Следовательно, люминесцирующее излучение возбужденных атомов и молекул может состоять из фотонов с энергией, значительно превышающей среднюю энергию фотона теплового излучения[1]. Свойство локализации энергии возбуждения в центрах люминесценции может обеспечить излучение с большой частотой даже при малой энергии возбуждения, не способной значительно повысить температуру излучающего тела. Малая энергия, сообщенная телу, не может значительно изменить среднюю скорость теплового движения молекул, следовательно, и соответствующую ей среднюю длину волны теплового излучения тела. Наибольшая вероятность возникновения излучения с большой частотой определится условием, при котором каждый квант энергии возбуждения будет локализован в пределах одной излучающей частицы и величина его будет равна или больше кванта требуемого излучения:

$$w_в \geqslant h\nu_и, \tag{1-65}$$

где $w_в$ — квант энергии возбуждения;

$\nu_и$ — частота излучения.

[1] Вследствие этого люминесценцию иногда называют холодным светом, что совершенно не определяет отличия люминесценции от теплового излучения, так как тепловое излучение наблюдается при любой температуре $T > 0°$ К.

Требование наличия для каждого элементарного процесса энергии возбуждения, большей кванта излучения [уравнение (1-65)], определяется наличием тепловых потерь при преобразовании энергии возбуждения в энергию излучения. Часть энергии электронного возбуждения молекулы излучающего вещества, как правило, распределяется между смежными молекулами, следовательно, входит в бюджет тепловых потерь. Наличие таких потерь энергии требует, чтобы квант энергии возбуждения был больше энергии фотона излучения. Однако возможны также и обратные процессы, когда часть тепловой энергии молекулы перейдет в энергию излучения. В этом случае энергия фотона излучения будет больше кванта энергии возбуждения. Следует указать, что вероятность этих обратных процессов очень невелика и все они в среднем со значительным избытком компенсируются элементарными процессами, сопровождаемыми тепловым рассеянием части энергии возбуждения. Поэтому тепловой запас люминесцирующего тела не может уменьшаться, а обычно возрастает, что вполне соответствует второму принципу термодинамики. Следовательно, температура люминесцирующего тела обычно несколько повышается в процессе люминесценции за счет наличия тепловых потерь некоторой доли энергии возбуждения. Несмотря на наличие некоторых тепловых потерь, основная часть кванта энергии возбуждения непосредственно, без промежуточного, очень неэкономичного теплового звена, преобразуется в лучистую энергию. Это позволяет подбором люминесцирующего вещества с электронным строением, соответствующим условиям возбуждения, получить более экономичные источники излучения. В частности, использование электролюминесценции паров ртути позволило создать достаточно мощные источники ультрафиолетового излучения, широко применяемые в медицине, технике и искусстве (см. § 3-20 и 3-21).

1-22. Спектры излучения

Для более ясного представления о закономерностях возникновения излучения рассмотрим некоторые основные положения о формировании спектров излучения свободных атомов и молекул [1]. Согласно теории Бора поглощение и излучение энергии могут происходить только квантами определенной величины, определяемой условиями возбуждения и электронным строением излучающего вещества. Вследствие этого потенциальная энергия молекул вещества может иметь лишь вполне определенные значения, образующие некоторый дискретный ряд, характерный для каждого вещества. Возможные значения энергии молекул и входящих в них атомов принято называть их *уровнями энергии*.

[1] Изложение этой части опирается на материалы курса физики [Л. 13].

Каждому нормальному состоянию молекулы в условиях заданной температуры соответствует[1] некоторый нормальный уровень энергии, определяемый состоянием внешней электронной оболочки, а также колебаниями и вращениями атомных ядер и молекулы в целом. Обычно колебательное и вращательное движение молекул происходит за счет энергии межмолекулярных столкновений, следовательно, источником энергии этих движений является неупорядоченное тепловое движение молекул. В связи с этим частоты колебательного движения молекул определяются температурой излучающего тела. При комнатной температуре ($T \approx \approx 300°$ K) частоты колебания молекул в десятки раз меньше частот видимых излучений; следовательно, излучения, возникающие в результате колебательного движения, лежат в далекой инфракрасной области спектра. Вращательное движение молекул совершается очень медленно и кинетическая энергия этого движения составляет ничтожную долю в общем энергетическом балансе молекулы, вследствие чего ею можно пренебречь при анализе люминесценции.

Основным звеном энергетического баланса молекулы является энергия электронного состояния атомов молекулы. На нормальном энергетическом уровне атом находится до момента поглощения им энергии извне. Поглощение энергии атомом может возникнуть в результате неупругого соударения с быстрым электроном, поглощения фотона излучения, присоединения энергии экзотермического процесса и пр. Как известно, элементарный акт возбуждения атома осуществляется переходом одного из оптических[2] (валентных) электронов на более высокий энергетический уровень. Время пребывания атома в возбужденном состоянии обычно порядка 10^{-8} *сек*, после чего он возвращается в исходное или промежуточное энергетическое состояние, отдавая при этом избыток энергии в виде излучения с частотой ν_{ij}:

$$\nu_{ij} = \frac{W_i - W_j}{h} = T(n_i) - T(n_j),$$

где W_i и W_j — энергия атома в возбужденном и нормальном или промежуточном состояниях;

$T(n_i) = \frac{Rcz^2}{(n_i + \delta)^2}$ — i-тый спектральный терм свободного атома;

$R = 109677{,}6$ $см^{-1}$ — постоянная Ридберга;

---

[1] Соответствие согласно квантовой статистике определяется максимальным вероятием этого события с возможными отклонениями для некоторых молекул в обе стороны от максимально вероятной величины, причем вероятность этих отклонений тем меньше, чем больше их величина.

[2] Оптическими или валентными принято называть электроны, находящиеся во внешнем электронном слое атома.

n_i — главное квантовое число i-того электронного слоя;
c — скорость распространения излучения в вакууме;
z — порядковый номер элемента в периодической системе Менделеева;
δ — поправочный коэффициент, определяемый из опыта для каждого излучающего вещества.

Главное квантовое число n, определяющее слой электронной оболочки атома, к которому принадлежит электрон согласно модели атома Бора, характеризует большую ось эллиптической орбиты вращения электрона вокруг ядра. Согласно квантовой механике главное квантовое число определяет функцию распределения плотности заряда (плотность электронного облака) в зависимости от расстояния до ядра атома. Средняя плотность заряда, представленная графически на рис. 1-25, определяет вероятность обнаружения электрона на том или ином расстоянии от ядра.

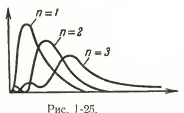


Рис. 1-25.

Принадлежность электрона к тому или другому электронному слою атома позволяет ориентировочно судить о потенциальной энергии электрона. Чем дальше от ядра (большее значение n) слой, в котором вращается электрон, тем большей энергией он обладает. Для более точного определения энергетических уровней расположения электрона в физике принято пользоваться, кроме главного квантового числа, тремя дополнительными квантовыми числами: орбитальным (побочным), магнитным и спиновым.

Соотношение между *орбитальным (побочным) квантовым числом* l и главным квантовым числом n определяет в модели Бора форму эллиптической орбиты электрона — ее эксцентриситет. Следовательно, максимальное значение $l = n-1$ и возможные значения этого квантового числа определяются рядом целых чисел от 0 до $n-1$. Согласно квантовой механике второе квантовое число l, определяя распределение плотности электронного облака вдоль орбиты, характеризует вращательный момент электрона при движении его вокруг ядра. Как известно, второе квантовое число определяет орбитальный момент вращения электрона (вращения электрона вокруг ядра) в единицах $\frac{h}{2\pi}$:

$$S_l = l\,\frac{h}{2\pi}, \tag{1-66}$$

где S_l — орбитальный момент вращения электрона.

Изменение момента вращения электрона приводит к изменению уровня его энергии в результате изменения напряженности магнитного поля движущегося электрона.

Таким образом, электроны, принадлежащие к одному слою и имеющие различные орбитальные квантовые числа, будут обладать различными значениями потенциальной энергии. Принято электроны, характеризуемые одинаковыми орбитальными числами l, относить к одинаковым энергетическим подуровням одного и того же электронного слоя [1]. Следовательно, каждый электронный слой атома содержит столько подуровней, сколько значений имеет второе квантовое число l в пределах этого слоя. В спектроскопии принято обозначать энергетические подуровни электронных слоев следующими буквами: $s(l=0)$; $p(l=1)$; $d(l=2)$; $f(l=3)$. Соответственно этому обозначению энергетических подуровней термы, определяющие значения энергии этих подуровней [уравнение (1-66)], обозначают буквами S, P, D, F.

Главное и орбитальное квантовые числа не определяют всевозможного разнообразия энергетических состояний атома, так как они не учитывают вращения движущегося электрона вокруг собственной оси и ориентацию в пространстве орбитального момента. Вполне понятно, что орбитальное движение электрона вызывает возникновение магнитного поля, магнитный момент которого пропорционален механическому моменту движущегося по орбите электрона. Как показывают опыт и теория, взаимодействие магнитного поля орбитального движения электрона с внешним магнитным полем также ограничено правилами квантового характера. Из этого положения следуют условия пространственного квантования расположения орбитального момента электрона, определяемого третьим числом m, называемым *магнитным квантовым числом.* Квантовое число m определяет проекцию вектора орбитального момента на направление внешнего поля. Из этого следует, что различие ориентировки векторов орбитальных моментов относительно направления внешнего поля должно соответствовать изменению числа m на некоторое целое число. Так как m является проекцией вектора l, то $m \leqslant l$, причем m может быть положительным и отрицательным, потому что проекция вектора момента орбитального движения электрона может быть направлена по внешнему полю или против него.

Таким образом, магнитное квантовое число может иметь следующие значения: $0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l$. Следовательно, квантовое число m может принимать $2l+1$ целых значений.

Спиновое квантовое число s характеризует квантовые ограничения, накладываемые на вращение электрона вокруг

[1] Расположение электронов на различных энергетических подуровнях отнюдь не значит, что эти электроны вращаются на различных расстояниях от ядра внутри одного и того же электронного слоя.

своей оси. Как показывают разнообразные экспериментальные наблюдения, ось вращения электрона всегда параллельна или антипараллельна оси орбитального вращения, причем скорость вращения постоянна и обеспечивает постоянный собственный момент количества движения электрона — *спин электрона*, равный $\pm\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Следовательно, спиновое квантовое число, определяющее как и любое другое квантовое число момент количества движения электрона в единицах $\frac{h}{2\pi}$ может иметь два значения:

$$s=\pm\frac{1}{2}. \qquad (1\text{-}67)$$

Таким образом, сумма моментов собственного и орбитального для каждого подуровня может иметь лишь только два возможных значения:

$$\left(l\pm\frac{1}{2}\right)\frac{h}{2\pi}.$$

Сумму собственного и орбитального моментов, выраженную в единицах $\frac{h}{2\pi}$, часто принято обозначать как *внутреннее квантовое число*:

$$j=l\pm\frac{1}{2}. \qquad (1\text{-}68)$$

Следовательно, введение понятия о внутреннем квантовом числе исключает необходимость самостоятельного пользования понятием спинового квантового числа, так как

$$j=l+s. \qquad (1\text{-}69)$$

Из уравнения (1-68) можно видеть, что внутреннее квантовое число может принимать значения

$$j=\frac{1}{2};\ \frac{3}{2};\ \frac{5}{2};\ldots\left(n-\frac{1}{2}\right) \qquad (1\text{-}70)$$

при заданном главном квантовом числе n и значениях орбитального квантового числа $l=0;\ 1;\ 2,\ldots,\ n-1$.

Перечисленные три квантовых числа (главное, орбитальное и внутреннее) вполне определяют энергетические уровни атома, следовательно позволяют рассчитать термы излучения [уравнение (1-66)] лишь в том случае, если излучающее тело не находится во внешнем поле.

Как показывает спектральный анализ, линии однородного излучения источника, помещенного в сильное магнитное поле, расщепляются на три компоненты поляризованного излучения [(явление Зеемана, открытое в 1895 г. голландским физиком П. Зееманом (1865—1943)]. Это явление следует объяснить влиянием

внешнего магнитного поля на магнитное поле движущихся и вращающихся электронов. Для полного описания энергетики движущегося электрона необходимо знать дополнительно магнитное квантовое число m.

Принятые четыре квантовых числа позволяют сокращенно записать спектральные термы, а также решить вопрос о дозволенных переходах электрона с одного уровня энергии на другой. Следует указать, что возможны далеко не все многообразные переходы с одного уровня, определяемого квантовыми числами n, l, j и m, на другой с иным набором квантовых чисел.

Правила допустимости электронных переходов определяются *принципом Паули*, который не допускает в одном атоме наличия двух электронов, имеющих четыре одинаковых квантовых числа[1]. Кроме этого условия, наложены ограничения на изменение орбитального и внутреннего квантовых чисел. Согласно этим ограничениям возможны только такие переходы, при которых орбитальное квантовое число изменяется на $\Delta l = \pm 1$ и внутреннее квантовое число изменяется также на $\Delta j = \pm 1$ или остается неизменным ($\Delta j = 0$). При внутреннем квантовом числе $j = 0$ его величина, при переходе атома из одного энергетического состояния в другое, должна обязательно измениться; следовательно, для уровней с $j = 0$ переход возможен только при $\Delta j = \pm 1$. На изменение главного квантового числа никаких условий не накладывается, т. е. возможны самостоятельные переходы электронов из любого электронного слоя на другой слой с меньшим энергетическим уровнем. Принятые обозначения термов содержат численное значение главного квантового числа и буквенное обозначение подуровня, определяемого орбитальным квантовым числом. Дополнительно для характеристики тонкой структуры спектральной линии справа внизу буквенного обозначения подуровня указывается внутреннее квантовое число, а вверху между главным квантовым числом и буквой, определяющей подуровень, указывается кратность линий тонкой структуры[2] (2—дублет, 3—триплет). Так, например, обозначение $3^2P_{\frac{3}{2}}$ показывает, что этот терм относится к уровню третьего электронного слоя ($n = 3$), второго подуровня ($l = 1$) с параллельным спином электрона $s = \frac{1}{2}$, так как внутреннее квантовое

[1] Этот принцип был сформулирован швейцарским физиком В. Паули (р. 1900) задолго до разработки основ квантовой механики на основании анализа экспериментальных данных о спектрах излучения.

[2] Кратность спектральных линий тонкой структуры определяется наличием нескольких электронов на одном подуровне.

число $j = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$. Цифра 2 между главным и побочным квантовыми числами говорит о дублетности этого терма, т. е. наличии на этом подуровне второго электрона, отличающегося от первого иным (антипараллельным) спином $(3^2P_{\frac{1}{2}})$.

Из рис. 1-26, на котором представлена схема дозволенных переходов для натрия, можно видеть наличие двух очень близко расположенных резонансных линий натрия с длинами волн $\lambda_1 \approx 0{,}5890$ *мк* $(3^2S_{\frac{1}{2}} - 3^2P_{\frac{3}{2}})$ и $\lambda_2 \approx 0{,}5896$ *мк* $(3^2S_{\frac{1}{2}} - 3^2P_{\frac{1}{2}})$, определяющих дублетность этого излучения. Этот же рисунок показывает принятую схему расположения энергетических уровней атома Na по спектральным термам и по значению энергии начального уровня.

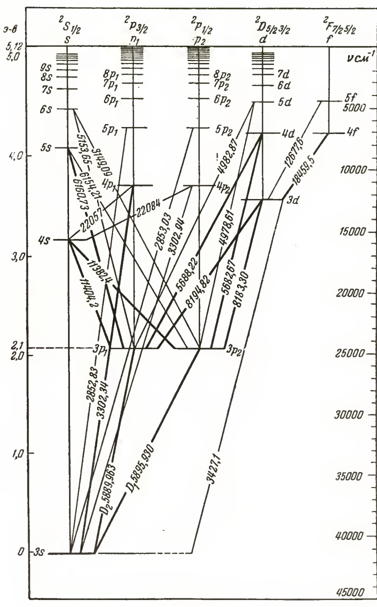
Спектр излучения молекул отличается от атомного спектра тем, что в нем имеются близко расположенные семейства спектральных линий, обычно сливающихся в общую полосу. Схема расположения энергетических уровней молекулы отличается от схемы уровней электронного возбуждения свободного атома. Это объясняется наличием у каждого электронного уровня дополнительной серии (полосы) уровней колебательной энергии молекулы, а также некоторым изменением распределения электронных уровней, возникающим в результате взаимодействия смежных атомов молекулы (рис. 1-27). Таким образом, спектры электролюминесценции многоатомных газов имеют полосатую структуру в отличие от линейчатых спектров одноатомных инертных газов и паров металлов. При повышении давления люминесцирующих газов появляются дополнительные спектральные линии и полосы, возникающие в результате усиления взаимодействия молекул и их составных частей и увеличения роли вторичных процессов. Эти дополнительные линии и полосы, перекрывая промежутки между полосами излучения атомов, создают излучение со сплошным спектром, на фоне которого часто заметны мощные линии излучения (рис. 1-28).

ЭФФЕКТИВНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

1-23. Приемники лучистой энергии

Как было показано ранее (см. § 1-3), процесс поглощения и преобразования фотонов излучения является процессом превращения материи из формы излучения в форму вещества.

Любой процесс превращения материи из одного вида в другой обязательно сопровождается превращением энергии, присущей непрерывно движущейся материи. Ничтожно малая масса


э-в
$^2S_{1/2}$ s
$^2P_{3/2}$ p_1
$^2P_{1/2}$ p_2
$^2D_{5/2\,3/2}$ d
$^2F_{7/2\,5/2}$ f
ν см$^{-1}$
5,12
5,0
4,0
3,0
2,1
2,0
1,0
0
9s
8s
7s
6s
5s
4s
3s
$8p_1$
$7p_1$
$6p_1$
$5p_1$
$4p_1$
$3p_1$
$8p_2$
$7p_2$
$6p_2$
$5p_2$
$4p_2$
$3p_2$
7d
6d
5d
4d
3d
5f
4f
5000
10000
15000
20000
25000
30000
35000
40000
45000
5153,65
6154,21
6160,73
8149,09
22057
22084
11382,4
11404,2
2853,03
3302,94
4982,87
4978,61
5688,22
8194,82
5682,67
8183,30
12677,6
18459,5
2852,83
3302,34
D_2 5889,963
D_1 5895,930
3427,1
Рис. 1-26.

фотонов оптического излучения позволяет рассматривать процессы преобразования излучения и исследовать закономерность их течения с точки зрения энергетических соотношений.

Анализ энергетики процессов поглощения и преобразования излучения веществом позволяет решить все технические вопросы проектирования и эксплуатации лучистых установок [1], вследствие чего этот метод широко распространен в све-

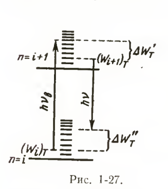


Рис. 1-27.

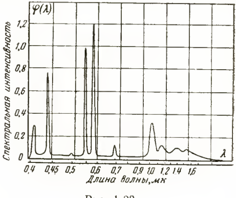


Рис. 1-28.

тотехнике. Пользуясь этим методом, процессы использования излучения для любых целей мы рассматриваем на основе технического анализа закономерностей преобразования лучистой энергии в энергию любой другой формы движения материи. Так, например: фотоэлектрическое действие лучистой энергии — на основании анализа преобразования энергии поглощенных фотонов в энергию движения электронов, фотохимическое действие — на основании анализа преобразования лучистой энергии в энергию химической реакции, возникающей в результате поглошения фотонов молекулами вещества и т. д. Как известно, все процессы преобразования форм движения материи подчиняются *закону сохранения и превращения энергии.* Этот основной закон, характеризующий любые процессы преобразований, происходящих в природе, был сформулирован в наиболее общей форме *закона сохранения материи и ее движения* М. В. Ломоносовым в 1748 г. В письме к Л. Эйлеру [Л. 14] М. В. Ломоносов писал: «...все изменения, совершающиеся в природе, происходят таким образом, что сколько к чему прибавилось, столько же отнимается от другого. Так, сколько к одному телу прибавится вещества, столько же отнимется от другого... Этот закон природы является настолько всеобщим, что простирается и на правила движения...».

[1] Лучистые установки — установки, в которых лучистая энергия преобразуется в электрическую, биологическую, тепловую, химическую и другие формы движения материи.

Лишь по истечении почти 100 лет в 1842 г. Ю. Майером (1814—1878) и в 1847 г. Г. Гельмгольцем (1821—1894) были сформулированы основные положения и установлены эквиваленты преобразования и сохранения энергии. Эти годы и принято считать датой открытия закона превращения и сохранения энергии. Фридрих Энгельс, анализируя процессы преобразования разнообразных форм движения материи [1], указал на две стороны закона преобразования и сохранения энергии: количественную и качественную. Количественная сторона этого закона выражает по Энгельсу неуничтожаемость движения материи, качественная — возможность взаимного преобразования движения различных форм и взаимную связь между любыми формами движения материи.

Согласно закону сохранения и преобразования энергии, называемому В. И. Лениным [2] «установлением основных положений материализма», энергия излучения, упавшего на какое-либо тело и частично поглощенного им, превращается в энергию иной формы движения материи:

$$\mathbf{W}_\alpha = \alpha \int_{t_0}^{t} \mathbf{F}_i dt = \mathbf{W}_э + \mathbf{W}_n, \qquad (1\text{-}71)$$

где $\mathbf{W}_\alpha$ — лучистая энергия, поглощенная телом за время от t_0 до t;

α — коэффициент поглощения изучения веществом;

$\mathbf{F}_i$ — мгновенные значения лучистого потока, упавшего на облучаемое тело;

$\mathbf{W}_э$ — энергия движения материи преобразованной формы (тепловой, электрической, химической, биологической и др.) [3];

$\mathbf{W}_n$ — энергия потерь, численно равная энергии тех форм движения материи, которые побочно возникают в исследуемом процессе преобразования.

При необходимости преобразования лучистой энергии в энергию химической, электрической или какой-либо другой формы движения материи энергия потерь $\mathbf{W}$, в большинстве случаев возникает в результате теплового рассеяния части поглощенной телом энергии.

Тела, в которых происходит преобразование излучения, принято называть *приемниками лучистой энергии.*

---

[1] Ф. Энгельс, Диалектика природы, Госполитиздат, 1948, стр. 226—227.

[2] В. И. Ленин, Соч., т. 14, стр. 318.

[3] В дальнейшем будем называть эту энергию эффективной энергией, понимая под этим энергию той формы движения материи, которая определяет уровень реакции приемника, например: электрическую — для фотоэлемента, фотохимическую — для фотографической эмульсии и пр.

Наиболее распространенными приемниками являются: глаз, фотоэмульсия, фотоэлементы, люминофоры, листья растений и пр. Из приведенного неполного перечня можно видеть, что приемниками лучистой энергии могут быть тела «живой» и «неживой» природы. Приемники первой группы принято называть биологическими в отличие от физических и химических приемников второй группы.

Приемники являются конечными звеньями любой светотехнической установки (осветительной, облучательной, светосигнальной или светопроекционной), вследствие чего детальное знакомство с их свойствами совершенно необходимо для грамотного проектирования любой из перечисленных установок. Основными энергетическими характеристиками любого приемника являются его *интегральная* и *спектральная чувствительность*. Чувствительность любого приемника лучистой энергии определяется отношением эффективной энергии к лучистой энергии, упавшей на приемник:

$$g = c\frac{\mathbf{W}_э}{\mathbf{W}} = c\frac{\mathbf{W}_э}{\int\limits_{t_0}^{t}\mathbf{F}_i dt} = c\alpha_л\frac{\mathbf{W}_э}{\mathbf{W}_a} = c\alpha_л\eta_э, \tag{1-72}$$

где g — чувствительность приемника;

$\alpha_л$ — коэффициент поглощения излучения;

$\eta_э = \frac{\mathbf{W}_э}{\mathbf{W}_a}$ — энергетический выход процесса преобразования лучистой энергии (см. § 3-2);

c — коэффициент, определяемый выбором единиц величины, характеризующей $\mathbf{W}_э$.

В большинстве случаев практики для определения чувствительности приемника удобнее пользоваться отношением эффективной мощности к лучистому потоку, упавшему на приемник:

$$g = c\frac{\mathbf{W}_э}{\mathbf{W}} = c\frac{\mathbf{P}_э t}{\mathbf{F}t} = c\frac{\mathbf{P}_э}{\mathbf{F}}. \tag{1-73}$$

Вследствие избирательности поглощения лучистой энергии большинством приемников, а также вследствие избирательности реакции приемников на поглощенные излучения с различными длинами волн, чувствительность преимущественного большинства приемников к однородным излучениям различных длин волн неодинакова. Чувствительность к однородным излучениям принято называть спектральной чувствительностью приемников в отличие от интегральной чувствительности, определяемой для сложного излучения, падающего на приемник. Приемники, у которых спектральная чувствительность является функцией длины волны излучения $g(\lambda)$, принято называть избирательными в отличие от неизбирательных, для которых с достаточной для практики

точностью, спектральная чувствительность одинакова для любого однородного излучения. Спектральную чувствительность приемника принято характеризовать величиной, пропорциональной отношению эффективной мощности к однородному лучистому потоку, падающему на поверхность приемника:

$$g(\lambda) = c\,\frac{d\mathbf{P}_э}{d\mathbf{F}_\lambda} = c\,\frac{d\mathbf{P}_э}{\varphi(\lambda)\,d\lambda}. \qquad (1\text{-}74)$$

1-24. Эффективный поток

Для упрощения светотехнических расчетов, а также для облегчения количественной оценки процесса преобразования лучистой энергии условимся рассматривать величину, пропорциональную эффективной мощности, как эффективный поток излучения (*эффективный поток*). Следовательно, *эффективный поток* эквивалентен мощности излучения, оцененной по уровню реакции приемника лучистой энергии:

а) для сложного излучения $\Phi = c\mathbf{P}$, или

$$\Phi = g\mathbf{F}; \qquad (1\text{-}75)$$

б) для однородного излучения $d\Phi_\lambda = c\,dP_\lambda$, или

$$d\Phi_\lambda = g(\lambda)\,\varphi(\lambda)\,d\lambda, \qquad (1\text{-}76)$$

где $d\Phi_\lambda$ и Φ — однородный и сложный эффективные потоки.

Это определение позволяет сделать вывод, существенно важный для светотехнической практики: равным эффективным потокам соответствует равная мера реакции приемника.

Для определения численного значения эффективного потока сложного излучения со сплошным спектром воспользуемся уравнением (1-76) и правилом аддитивности потоков:

$$\Phi = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \varphi(\lambda)\,g(\lambda)\,d\lambda. \qquad (1\text{-}77)$$

Полученное уравнение показывает, что численные значения эффективного потока одного и того же излучения неодинаковы для различных приемников: они определяются спектральной интенсивностью лучистого потока, падающего на приемник, и спектральной чувствительностью приемника. Понятие эффективного потока позволяет определить спектральную чувствительность приемника как отношение однородных потоков: эффективного $d\Phi_\lambda$ и лучистого $d\mathbf{F}_\lambda$:

$$g(\lambda) = \frac{d\Phi_\lambda}{d\mathbf{F}_\lambda} = \frac{d\Phi_\lambda}{\varphi(\lambda)\,d\lambda}. \qquad (1\text{-}77а)$$

Для большего удобства пользования расчетным уравнением (1-77) введем понятие *относительной спектральной чувствительности приемника* $K(\lambda)$, под которой будем понимать отношение спектральной чувствительности $g(\lambda)$ к максимальному значению спектральной чувствительности того же приемника $(g_\lambda)_m$.

$$K(\lambda) = \frac{g(\lambda)}{(g_\lambda)_m}. \qquad (1\text{-}78)$$

Как нетрудно видеть, относительная спектральная чувствительность приемника характеризует в относительной мере реакцию приемника на данное однородное излучение. Экспериментальное определение относительной спектральной чувствительности приемника можно производить сопоставлением величин однородных лучистых потоков, вызывающих уровень реакции приемника:

$$K(\lambda) = \frac{d(\mathbf{F}_\lambda)_m}{d\mathbf{F}_\lambda}, \qquad (1\text{-}78a)$$

где $d(\mathbf{F}_\lambda)_m$ — однородный лучистый поток, к которому приемник имеет максимальную чувствительность;

$d\mathbf{F}_\lambda$ — однородный лучистый поток с заданной длиной волны.

Согласно уравнению (1-78) эффективный поток для любого приемника можно определить как

$$\Phi = (g_\lambda)_m \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \varphi(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda. \qquad (1\text{-}79)$$

Выбор единиц эффективного потока определяется мерой реакции того приемника, для которого выбираются эти единицы (ток в цепи фотоэлемента, скорость протекания фотохимической реакции, яркость свечения люминофора и пр.). Следует указать, что далеко не для всех приемников мы можем установить меру реакции и, тем более, измерить ее. К числу таких приемников относятся все биологические приемники лучистой энергии и в первую очередь глаз человека. Для приемников этой группы условно принимают некоторое значение $g(\lambda)_m$, часто считая его равным единице (эритемные и бактерицидные потоки). Приемники с условной мерой реакции имеют условную шкалу эффективных потоков, как правило нелинейно связанную с действительной мерой реакции приемника на поглощенное излучение. Эффективные потоки для этих приемников лишь качественно характеризуют меру реакции приемника, вследствие чего правильнее их называть *условно-эффективными потоками.* Для установления количественной зависимости между мерой реакции приемника и величиной условно-эффективного потока принято

пользоваться *методом пороговых приращений.* В этом методе устанавливается минимальное значение условно-эффективной величины, на которую впервые реагирует приемник, например: впервые заметное глазом различие яркости разноярких смежных полей, впервые заметное потемнение фотографической эмульсии после ее облучения и проявления, впервые заметное покраснение кожи человека после облучения поверхности его тела потоком эритемного действия и пр. Это значение условно-эффективной величины принято называть *порогом чувствительности приемника.* Устанавливая зависимость порога чувствительности от значения условно-эффективной величины, определяют меру реакции приемника количеством порогов чувствительности от нуля до заданного значения условно-эффективного потока. Условно-эффективный поток, измеренный числом порогов чувствительности, связан линейной зависимостью с мерой реакции приемника, следовательно может считаться действительно эффективным потоком [1]. Метод пороговых эффективных величин применяется при определении меры реакции биологических приемников и, в частности, глаза человека.

1-25. Системы эффективных величин

Из предыдущего следует, что эффективный поток представляет собой величину, отличающуюся от лучистого потока лишь тем, что он оценивается мерой реакции приемника; следовательно, при определении его должна быть принята во внимание спектральная чувствительность приемника. Во всех других отношениях эффективный поток аналогичен лучистому. По аналогии с однородным лучистым потоком мы можем говорить об однородном эффективном потоке, по аналогии с силой излучения — о пространственной плотности эффективного потока, по аналогии с плотностью облучения — о плотности эффективного потока по облучаемой поверхности и т. д. Проведенные аналогии позволяют сделать вывод о возможности построения системы эффективных величин, опирающейся как на исходную величину, на эффективный поток. Такая система эффективных величин должна быть аналогична рассмотренной нами ранее системе лучистых величин. К сожалению, единую систему эффективных величин создать невозможно в связи с огромным разнообразием функций спектральной чувствительности приемников (рис. 1-29). Как видно из приведенного графика, для различных приемников зоны чувствительности часто лежат в различных участках оптической области спектра. В связи с этим необходимо иметь не одну, а несколько систем эффективных величин, каждая из которых предназначена для обслуживания группы при-

[1] Более подробно метод порогов изложен в § 1-39.

емников. Каждая из таких систем должна строиться на основе спектральной чувствительности какого-либо одного из всей группы приемников, обслуживаемых этой системой величин. Этот *приемник* принято называть *образцовым* или *эталонным*. Требования, которые предъявляются к образцовому приемнику, заключаются в следующем:

1. Приемник должен реагировать на любые однородные излучения на том участке спектра, на котором располагаются кривые спектральной чувствительности всех приемников данной группы.

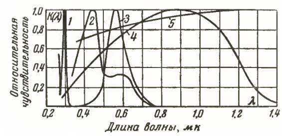


Рис. 1-29.
1 — эритема кожи; *2* — фотоэмульсия; *3* — глаз человека; *5* — германиевые фотосопротивления.

2. Мера реакции приемника при облучении его потоком должна поддаваться непосредственному или косвенному измерению с достаточной точностью.

3. Эффективные величины системы, построенной на основе выбранного образцового приемника, должны обладать свойством аддитивности.

По указанному принципу созданы три системы эффективных величин[1]: световых (см. § 1-29), бактерицидных (см. § 3-20) и эритемных (см. § 3-21). В первой из указанных систем образцовым приемником является глаз человека, во второй мерой реакции на излучение принята некоторая средняя характеристика губительного действия ультрафиолетового излучения на бактерии, в третьей — покраснение кожи человека и последующая пигментация в результате облучения. Из этих трех систем одна предназначена для излучения видимого участка спектра, а две — для ультрафиолетового излучения. На участке инфракрасного излучения обычно пользуются системой лучистых величин вследствие того, что до последних лет энергия излучения в этой области спектра преобразовывалась в основном в энергию теплового движения молекул.

[1] Число систем эффективных величин может быть увеличено, однако чрезмерно большое число таких систем приводит к затруднениям при измерении множества величин, а также при их расчете.

Эффективность действия какого-либо излучения на образцовый приемник можно оценивать отношением эффективного потока к лучистому. Эту величину, численно равную интегральной чувствительности образцового приемника, принято называть *отдачей излучения*[1]. В зависимости от системы эффективных величин различают: световую, бактерицидную и эритемную отдачу излучения. В общем виде отдача излучения определится следующим равенством:

$$\psi = \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda)\, g_0(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda)\, d\lambda} = g_m(\lambda) \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda)\, K_0(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda)\, d\lambda}, \qquad (1\text{-}80)$$

где $g_0(\lambda)$ — спектральная чувствительность образцового приемника;

$g_m(\lambda)$ — максимальная спектральная чувствительность образцового приемника.

Из приведенного уравнения (1-80) можно видеть, что отдача излучения может лишь сугубо ориентировочно определять эффект действия излучения на каждый приемник данной системы эффективных величин. Возможное на практике существенное различие функций спектральной чувствительности любого приемника данной группы и образцового может привести к значительному расхождению меры их реакций на одно и то же излучение.

Устранение этих погрешностей при расчетах меры реакции возможно путем введения некоторого коэффициента, называемого *актиничностью излучения* и определяемого отношением эффективных потоков для данного и образцового приемников:

$$A = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda)\, K(\lambda)\, d}{\int_0^\infty \varphi(\lambda)\, K_o(\lambda)\, d\lambda}, \qquad (1\text{-}81)$$

где A — актиничность излучения;

$K(\lambda)$ и $K_o(\lambda)$ — значения относительной спектральной чувствительности данного и образцового приемников.

Из сопоставления уравнений (1-80) и (1-81) нетрудно видеть, что произведение актиничности излучения на его от-

---

[1] Отдачу излучения иногда называют к. п. д. излучения с указанием той системы эффективных величин, для которой определена эта величина, например световой к. п. д. излучения.

дачу с исчерпывающей полнотой определяет меру реакции приемника на любое излучение при заданной плотности облучения. Уравнение (1-81) показывает, что актиничность излучения определяется не только свойствами приемника, для которого определена актиничность, но также и спектральным составом того излучения, которое характеризуется актиничностью. При сопоставлении меры реакции приемника на излучения с различным спектральным составом часто пользуются понятием *относительной актиничности излучения*, подразумевая под этим отношение значений актиничности исследуемого излучения $\varphi(\lambda)$ к актиничности эталонного излучения $\varphi_э(\lambda)$ для одного и того же приемника:

$$a = \frac{A}{A_0} = \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda \int_0^\infty \varphi_э(\lambda) K_o(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty \varphi_э(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda \int_0^\infty \varphi(\lambda) K_o(\lambda)\, d\lambda}. \qquad (1\text{-}82)$$

Понятие относительной актиничности широко используется в фотографической сенситометрии[1], где в качестве образцового принимают излучение с цветовой температурой $T_ц = 5000°$ K (см. § 3-17).

Согласно определению относительной актиничности следует, что мера реакции любого приемника данной группы должна быть одинакова, если на него действует лучистый поток любого спектрального состава при условии постоянства произведения относительной актиничности на эффективную плотность облучения. Так, например, если облучать объект фотографической съемки ртутными лампами ($a_1 = 2,5$) и лампами накаливания ($a_2 = 0,76$), то для обеспечения одинакового эффекта действия (одинаковой плотности проявленного изображения) необходимо в первом случае иметь эффективную плотность облучения объекта съемки примерно в 3 раза меньшей, чем во втором. Это позволяет использовать произведение $a\varphi$ для оценки энергетической эффективности любого источника излучения.

1-26. Эффективные значения оптических коэффициентов

По аналогии с коэффициентом отражения, пропускания и поглощения лучистого потока [уравнения (1-40), (1-41) и (1-42)] вводят такие же коэффициенты для эффективных величин. Эти

[1] Фотографической сенситометрией называется область знания, которая изучает закономерности действия света на фотографические эмульсии.

эффективные коэффициенты определяют отношения эффективных потоков для данного приемника:

$$\rho_э = \frac{\Phi_\rho}{\Phi} = \frac{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,\rho(\lambda)\,K(\lambda)\,d\lambda}{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,K(\lambda)\,d\lambda}; \qquad (1\text{-}83)$$

$$\tau_э = \frac{\Phi_\tau}{\Phi} = \frac{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,\tau(\lambda)\,K(\lambda)\,d\lambda}{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,K(\lambda)\,d\lambda}; \qquad (1\text{-}84)$$

$$\alpha_э = \frac{\Phi_\alpha}{\Phi} = \frac{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,\alpha(\lambda)\,K(\lambda)\,d\lambda}{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\,K(\lambda)\,d\lambda}, \qquad (1\text{-}85)$$

где $\rho_э$, $\tau_э$ и $\alpha_э$ — эффективные коэффициенты отражения, пропускания и поглощения;

Φ_ρ, Φ_τ и Φ_α — эффективные потоки, отраженные, пропущенные и поглощенные исследуемым телом.

Графически эти коэффициенты определятся отношением площадей, ограниченных осью абсцисс и кривыми $\varphi(\lambda)\rho(\lambda)K(\lambda)$ и $\varphi(\lambda)K(\lambda)$—для коэффициента отражения, кривыми $\varphi(\lambda)\tau(\lambda)K(\lambda)$ и $\varphi(\lambda)K(\lambda)$—для коэффициента пропускания, кривыми $\varphi(\lambda)\,\alpha(\lambda)K(\lambda)$ и $\varphi(\lambda)K(\lambda)$ — для коэффициента поглощения. Так же как и для коэффициентов, определяющих долю отраженного, прошедшего и поглощенного лучистых потоков [см. уравнение (1-39)], сумма трех эффективных коэффициентов для любого тела должна быть равна единице:

$$\rho_э + \tau_э + \alpha_э = 1. \qquad (1\text{-}86)$$

Величины эффективных коэффициентов отражения и пропускания требуется знать во всех случаях, когда необходимо определить меру реакции приемника на поток, отраженный от поверхности какого-либо тела, или поток, прошедший сквозь тело.

СВЕТОВЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЕДИНИЦЫ

1-27. Глаз как приемник лучистой энергии

Орган зрения человека является сложным приемником лучистой энергии, в котором происходит трехкратное преобразование энергии. Лучистая энергия, поглощенная светочувствительным веществом глаза, преобразовывается в химическую энергию распада молекул светочувствительного вещества. Вторым этапом является преобразование химической энергии распада молекул в электрическую энергию импульсов тока, возникающих в волокнах зрительного нерва, связывающего глаз с корой головного мозга человека. Третьим этапом является преобразование энергии движения электронов в энергию биологических процессов зрительного ощущения. Сущность этого этапа преобразования внешней энергии в нервный процесс восприятия настолько сложна, что она до настоящего времени не изучена. Великий русский ученый И. П. Павлов (1849—1936), посвятивший всю свою жизнь изучению высшей нервной деятельности человека и животных, говорил об этом преобразовании следующее: «Основным фактором в физиологии анализаторов [1] является то, что каждый периферический аппарат [2] есть специальный трансформатор данной внешней энергии в нервный процесс. А затем идет длинный ряд или далеко, или совершенно неразрешенных вопросов. Каким процессом в последней инстанции происходит эта трансформация? На чем основан сам аппарат? Что нужно в деятельности анализатора отнести за счет конструкции и процесса в периферическом аппарате, и что за счет конструкции и процесса в мозговом конце анализатора?...» [Л. 15].

Эти слова великого русского естествоиспытателя говорят о том, что механизм преобразования внешних воздействий в ощущения (в нашем случае излучения — в зрительные ощущения) недостаточно изучен.

Лучистый поток, падающий на поверхность глаза, проходит через прозрачную твердую *роговую оболочку 1*, расположенную перед зрачком (рис. 1-30). Роговая оболочка, обладая высоким показателем преломления ($n = 1{,}37$) и сравнительно малым радиусом кривизны, имеет большую оптическую силу, равную примерно 43 диоптриям. После преломления в роговой оболочке лучи попадают через *зрачок 2* на *хрусталик 3*, представляющий собой эластичное прозрачное тело чечевицеобразной формы со средним показателем преломления $n = 1{,}4$ *. Оптическая сила

[1] В физиологии принято называть анализатором орган, получающий энергию извне и преобразующий ее в энергию биологических процессов нервной деятельности живого организма.

[2] В нашем случае — глаз человека.

* Показатель преломления хрусталика неодинаков для различных его слоев и максимален для ядра.

хрусталика меняется в пределах 19—33 диоптрий в зависимости от изменения формы наружных поверхностей хрусталика (в особенности передней) и его ядра. Преломленные лучи, попавшие внутрь глаза после отражения от наблюдаемого предмета, создают на внутренней *сетчатой оболочке 4* глаза уменьшенное и обратное изображение этого предмета. Изменение оптической силы хрусталика позволяет обеспечить четкое изображение предмета, расположенного на любом расстоянии его от глаза наблюдателя. Процесс приспособления глаза к четкому различению разноудаленных предметов (процесс фокусировки оптической системы глаза) носит название *аккомодации.*

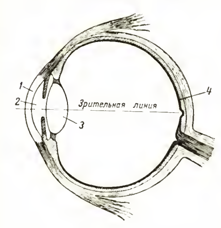


Рис. 1-30.
1 — роговая оболочка; *2* — зрачок; *3* — хрусталик; *4* — сетчатая оболочка.

Малое переднее фокусное расстояние оптической системы глаза ($f=17$ *мм*) приводит к очень сильному уменьшению изображения. Так, например, размер изображения человека, находящегося от наблюдателя на расстоянии 100 *м*, равен примерно $0{,}3\times0{,}04$ *мм*. Несмотря на такой малый размер изображения, глаз способен не только обнаружить на таком расстоянии человека, но и опознать его по некоторым деталям. Этот пример показывает на сложность строения сетчатой оболочки глаза.

Несмотря на малую толщину сетчатой оболочки, равную примерно 0,2 *мм*, ее устройство очень сложно. Эта оболочка образована из трех слоев различно специализированных клеток зрительного нерва — *нейронов*. Каждый нейрон заканчивается разветвлением в виде сети тонких отростков, сцепляющихся с такими же отростками смежного нейрона одного и того же нервного волокна. Такие соединения смежных нейронов принято называть *синапсами*. В некоторых случаях разветвления одного нейрона сцеплены с разветвлениями нескольких предшествующих нейронов, что приводит к соединению нескольких мелких волокон нерва в одно более крупное волокно.

Излучение, пройдя глазные среды и минуя третий и второй слои нейронов, достигает первого слоя, расположенного на границе *пигментного слоя* сетчатой оболочки. Каждый нейрон первого нейронного слоя заканчивается одним или несколькими светочувствительными элементами, называемыми *палочками* или *колбочками* в зависимости от их формы. Излучение, достигшее

первого слоя нейронов, частично (см. § 3-22) поглощается молекулами светочувствительного вещества, заполняющего палочки и колбочки. Оставшаяся неиспользованная по назначению часть излучения поглощается пигментным слоем и этим предотвращается рассеянный засвет светочувствительных элементов, что приводило бы к снижению контраста изображения. В сетчатой оболочке каждого глаза имеется около 130 млн. палочек и более 7 млн. колбочек, которые в основном сосредоточены в центральной части сетчатой оболочки. Палочки расположены в пределах всей сетчатой оболочки, причем максимальная концентрация их наблюдается в зоне, смещенной на 10—12° от центра. В центральной же части сетчатой оболочки максимальна плотность расположения колбочек, достигающая более 10^5 на 1 *мм*^{2} поверхности. В этой зоне сетчатой оболочки имеет место максимальная индивидуализация обслуживания светочувствительных элементов нервными волокнами, каждое из которых обслуживает не более двух-трех элементов. В отличие от этого в периферической части сетчатой оболочки на одно волокно нерва приходится несколько десятков и сотен палочек. Вследствие такой структуры сетчатой оболочки глаз обладает способностью различать мельчайшие детали, размеры изображения которых не превышают тысячных долей миллиметра, лишь только в центральной части поля зрения, ограниченной угловым размером 1,3°. Остальная часть сетчатой оболочки, которая в основном заполнена палочками, служит для общей зрительной ориентации в пространстве.

В палочках давно уже было обнаружено некоторое вещество, имеющее пурпурный цвет. Молекулы этого вещества, называемого *родопсином* (зрительным пурпуром), при поглощении света диссоциируют на протеин и ретинен. Фотохимическая реакция распада молекул родопсина является обратимой, в результате чего, наряду с распадом молекул родопсина, происходит их восстановление. В колбочках сетчатой оболочки было также обнаружено светочувствительное вещество, названное *иодопсином*. Это вещество, так же как и родопсин, вступает в обратимую фотохимическую реакцию фотодиссоциации при поглощении света. Каждому значению плотности эффективного облучения сетчатой оболочки соответствует определенная концентрация молекул родопсина и иодопсина, устанавливающаяся в результате баланса распада и восстановления молекул этих веществ (см. § 3-22).

Уровень концентрации определяется плотностью эффективного облучения сетчатой оболочки (см. § 3-22). Вследствие значительно большей чувствительности родопсина палочки работают при низких уровнях возбуждения глаза, в то время как колбочки, обладающие меньшей чувствительностью, работают при высоких уровнях возбуждения глаза.

Указанное различие палочек и колбочек, а также указанное

ранее неодинаковое расположение их на сетчатой оболочке вызывают различие и в функциях их деятельности. В то время как колбочки обладают способностью различать цвета и мелкие детали внешних предметов, палочкам не свойственно различение цвета, но они способны реагировать на очень малые плотности облучения.

В результате эффективного поглощения фотонов молекулы иодопсина в колбочках и родопсина в палочках диссоциируют на ионы.

Отрицательные ионы продуктов распада молекул светочувствительного вещества, скапливающиеся в первом синапсе, вызывают возникновение импульсов тока вдоль волокна зрительного нерва. Увеличение скорости фотохимической реакции распада молекул светочувствительного вещества приводит к увеличению числа ионов, поступающих в перый синапс в единицу времени, следовательно к увеличению частоты возникновения импульсов тока в волокнах зрительного нерва, так как одному импульсу тока соответствует вполне определенное число ионов, скопившихся в первом синапсе. Импульсы тока действия, достигая клеток затылочной доли коры головного мозга, вызывают возникновение *светового* (*зрительного*) *ощущения*. Как показывает опыт, с увеличением частоты импульсов тока, распространяющегося по нервному волокну, растет световое ощущение.

1-28. Спектральная чувствительность глаза

Первичный процесс зрительного ощущения и восприятия — фотохимическая диссоциация молекул иодопсина и родопсина избирательна в отношении спектрального состава падающего на глаз излучения. Как показали исследования, у родопсина по сравнению с иодопсином наблюдается повышенная чувствительность в коротковолновой части спектра видимого излучения и пониженная — в длинноволновой. Эта особенность глаза как приемника лучистой энергии приводит к специфическому свойству глаза — зависимости его спектральной чувствительности от уровня возбуждения (см. § 1-38).

При высоких значениях плотности эффективного облучения сетчатки, что имеет место в условиях *дневного зрения*, когда работает колбочковый световоспринимающий аппарат, чувствительность глаза в основном определяется чувствительностью иодопсина[1]. Как установлено опытом, колбочковый аппарат об-

[1] Как будет показано в дальнейшем (см. § 3-22), в колбочках имеются три разновидности иодопсина, различающиеся по спектральной чувствительности. Спектральная чувствительность иодопсина определяется как интегральное значение чувствительности всех трех разновидностей световоспринимающего вещества.

ладает максимальной чувствительностью к желто-зеленым излучениям с длиной волны $\lambda = 0{,}555$ *мк.* При увеличении и уменьшении длины волны спектральная чувствительность глаза падает, стремясь к нулю в области длинноволновой части спектра для излучений $\lambda = 0{,}77$ *мк* и в коротковолновой части спектра для $\lambda = 0{,}38$ *мк* (рис. 1-31). Изображенную на рис. 1-31 кривую относительной спектральной чувствительности глаза часто называют *кривой относительной видности излучения.* Эта кривая определяет соотношение уровней светового ощущения, возникающего в результате действия на глаз однородных излучений одинаковой лучистой яркости. На этом же рисунке пунктиром изображена кривая относительной видности излучения малой плотности, т. е. в условиях *ночного зрения.* Кривая относительной видности в условиях ночного зрения, характеризующая работу палочкового аппарата глаза, определяется оптическими свойствами молекул родопсина. Обе кривые, близкие друг к другу по форме, смещены одна относительно другой примерно на 45—50 *мк.*

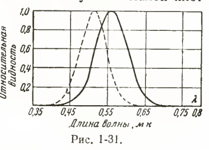


Рис. 1-31.

Каждая из двух приведенных кривых относительной спектральной чувствительности глаза представляет собой кривую вероятности диссоциации молекул иодопсина и родопсина. В условиях работы глаза в среднем режиме между дневным и ночным — в режиме *сумеречного зрения,* когда обе системы светововоспринимающих элементов работают совместно, спектральная чувствительность глаза определяется не только длиной волны излучения, но также и уровнем возбуждения глаза, от которого зависит доля участия в зрительном процессе палочек и колбочек. Чем выше уровень возбуждения глаза, т. е. чем ближе условия возбуждения к дневному зрению, тем ближе кривая видности к кривой дневного зрения, и наоборот.

По соглашению, принятому в 1924 г. Международной осветительной комиссией, основной функцией спектральной чувствительности глаза считается функция относительной видности в условиях дневного зрения. Эта функция принята в основу построения системы световых величин и единиц.

1-29. Световой поток

Световой поток является эффективным потоком в системе световых величин. Согласно ОСТ 7637 световой поток определяется как мощность лучистой энергии, оцениваемая по свето-

вому ощущению, которое она производит[1]. За единицу светового потока в соответствии с международным соглашением принят *люмен* (сокращенное обозначение — *лм*).

С 1948 г. в СССР в качестве государственного эталона люмена принят световой поток, излучаемый абсолютно черным телом с площадью выходного отверстия 0,5305 *мм*² при температуре затвердевания платины (2 046° K). Государственный эталон единицы светового потока разработан под руководством проф. П. М. Тиходеева в фотометрической лаборатории научно-исследовательского института метрологии. Схематически чертеж эталона нового люмена приведен на рис. 1-21. Излучателем в эталоне является трубочка *2* из плавленой окиси тория, стенки которой нагреваются расплавленной платиной *1*, находящейся в небольшом сосуде *3* также из плавленой окиси тория. Сосуд *3* с расплавленной платиной располагается в середине второго сосуда из кварца *5*. Пространство между стенками этих сосудов заполнено окисью тория *4*, обладающей малой теплопроводностью. Нагрев платины до температуры плавления осуществляется полем токов высокой частоты. Новый воспроизводимый эталон разработан и внедрен в метрологическую практику проф. П. М. Тиходеевым и его сотрудниками.

Точными измерениями установлено, что 1 *вт* лучистого потока однородного излучения с длиной волны $\lambda = 0{,}555$ *мк* равен 683 *лм* светового потока. Следовательно, максимальное значение спектральной чувствительности среднего глаза $g_m(\lambda)$ численно равно 683 *лм·вт*⁻¹. Таким образом, световой поток сложного излучения со сплошным спектром определится [см. уравнение (1-79)] как

$$F = 683 \int_0^\infty \varphi(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda, \qquad (1\text{-}87)$$

где $K(\lambda)$ — относительная видность излучения;

$\varphi(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda = dF_\lambda$ — однородный световой поток с длиной волны λ.

Световая отдача излучения с заданной спектральной интен-

---

[1] В действительности световой поток не может служить мерой светового ощущения, вследствие чего правильнее определять световой поток как мощность лучистой энергии, оцениваемую по действию на средний глаз человека, спектральная чувствительность которого стандартизована (ОСТ 8485) и зависит лишь только от длины волны оцениваемого однородного излучения.

сивностью определится уравнением (1-80):

$$\psi_{св} = \frac{F}{\mathrm{F}} = \frac{683 \int\limits_0^\infty \varphi(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda}{\int\limits_0^\infty \varphi(\lambda)\, d\lambda}. \tag{1-88}$$

Размерность светового потока такая же, как и размерность лучистого потока, следовательно размерности лучистых и аналогичных световых величин одни и те же.

Световая энергия определяется произведением светового потока на время его действия:

$$W = \int\limits_{t_1}^{t_2} F_i dt, \tag{1-89}$$

где F_i — мгновенное значение светового потока.

Единицей световой энергии является ***люмен-секунда*** (*лм·сек*).

1-30. Сила света

Пространственную плотность светового потока в данном направлении принято называть ***силой света***. Сила света численно равна отношению светового потока dF к величине телесного угла $d\omega$, в пределах которого заключен и равномерно распределен этот поток:

а) для сложного излучения

$$I = \frac{dF}{d\omega}; \tag{1-90}$$

б) для однородного излучения

$$dI_\lambda = \frac{\partial^2 F_\lambda}{\partial \omega}. \tag{1-90a}$$

Единицей силы света служит ***новая свеча***[1] (*св*). Новая свеча равна пространственной плотности светового потока, заключенного и равномерно распределенного внутри телесного угла, численно равного величине светового потока. Вследствие того, что пространственная плотность светового потока, как правило, неодинакова по различным направлениям пространства, сила света определяется величиной и направлением. Для источников света с симметричным светораспределением все значения

[1] Наименование *новая свеча* дано в отличие от ранее применявшейся международной свечи. 1 международная свеча = 1,005 новой свечи. Во всех случаях, когда нет особой необходимости, слово „новая" опускается. В соответствии с новым ГОСТ 7932-56 свеча принята основной световой единицей.

силы света под любым углом α к оси симметрии источника будут одинаковы. Следовательно, так же как сила излучения, сила света симметричного источника света однозначно определяется и индексируется углом α. Сила света несимметричных источников света определяется углами α и β (см. рис. 1-5). Графическое изображение распределения силы света выпол-

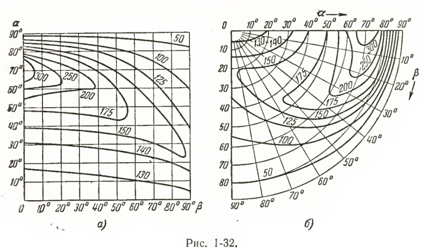


Рис. 1-32.

няется так же, как и распределение силы излучения: для симметричных источников (см. рис. 1-4)—кривой $I_\alpha = f(\alpha)$, а для несимметричных—семейством кривых силы света $I_\alpha = f(\alpha)$ для некоторых постоянных значений угла β (см. рис. 1-6) или кривыми равных значений силы света в полярной или прямоугольной системах координат (рис. 1-32).

Расчет зональных световых потоков источника света можно производить, пользуясь уравнениями, выведенными для лучистых зональных потоков [уравнения (1-16), (1-16а), (1-17), (1-17а) и (1-18)].

1-31. Освещенность

Плотность светового потока по освещаемой поверхности принято называть *освещенностью*.

Освещенность численно равна отношению светового потока к площади поверхности, на которую он падает и по которой равномерно распределяется.

а) Для светового потока сложного излучения

$$E = \frac{dF}{dS_0},$$

или

$$E = 683 \int_0^\infty e(\lambda) K(\lambda) d\lambda. \qquad (1\text{-}91)$$

б) Для светового потока однородного излучения

$$dE_\lambda = \frac{\partial^2 F_\lambda}{\partial S_o},$$

или

$$dE_\lambda = 683\, e(\lambda) K(\lambda) d\lambda, \qquad (1\text{-}91а)$$

где $e(\lambda)$ — спектральная интенсивность плотности облучения, *вт·м*$^{-2}$.

Единицей освещенности принято считать освещенность поверхности, плотность светового потока на которой равна 1 *лм* на 1 *м*^{2}. Эта единица называется *люкс*[1] (*лк*).

1-32. Количество освещения

Величину световой энергии, упавшей на единицу площади поверхности освещаемого тела, принято называть *количеством освещения*. Количество освещения численно равно произведению освещенности на время освещения:

$$H = \int_{t_1}^{t_2} E_i dt, \qquad (1\text{-}92)$$

где E_i — мгновенное значение освещенности.

Принятая единица количества освещения — *люкс-секунда* (*лк·сек*). Количество освещения является основной величиной, определяющей меру реакции приемника во всех фотохимических процессах, в которых число молекул, вступивших в реакцию, определяется не только плотностью эффективного потока по облучаемой поверхности, но также и длительностью процесса.

1-33. Светность

Плотность излучаемого светового потока по площади поверхности излучающего тела принято называть *светностью*. Светность численно равна отношению светового потока к площади светящей поверхности, равномерно излучающей этот световой поток.

[1] В США и Англии принята единица освещенности фут-свеча (*f·c.*), определяемая плотностью светового потока в 1 *лм* на 1 *кв.* фут. 1 *f·c.* = 10,76 *лк*. В некоторых руководствах можно встретить в качестве единицы освещенности фот, определяемый плотностью светового потока в 1 *лм* на 1 *см*^{2}; 1 *ф* = 10^4 *лк*.

а) Для сложного излучения

$$R = \frac{dF}{dS_u},$$

или

$$R = 683\int_0^\infty r(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda. \qquad (1\text{-}93)$$

б) Для однородного излучения

$$dR_\lambda = \frac{\partial^2 F_\lambda}{\partial S_u},$$

или

$$dR_\lambda = 683 r(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda. \qquad (1\text{-}93\text{a})$$

Единицей светности принято считать $лм \cdot м^{-2}$. Специального названия эта единица согласно ГОСТ 7932-56 не имеет. В приложении к стандарту она названа «единица светности» («новая»).

1-34. Яркость светящей поверхности

Пользуясь зависимостью количества импульсов тока действия от освещенности сетчатой оболочки (см. § 1-27), выясним, на какую из световых величин, характеризующих излучение све-

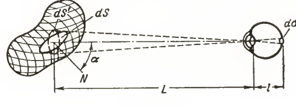


Рис. 1-33.

тящей поверхности, непосредственно реагирует орган зрения. Для решения этой задачи предположим, что перед глазом наблюдателя расположено тело, излучающее в пространство световой поток (рис. 1-33). Выделим на поверхности этого тела некоторый элементарный участок площадью dS и построим его изображение на сетчатой оболочке глаза. Пусть площадь изображения этого участка на сетчатой оболочке будет равна $d\sigma$. Согласно известным законам геометрической оптики площадь изображения определится как

$$\frac{dS'}{L^2} = \frac{d\sigma}{l^2} \text{ или } \frac{dS\cos\alpha}{L^2} = \frac{d\sigma}{l^2},$$

где dS' — площадь проекции элемента dS на плоскость, перпендикулярную линии зрения.

Освещенность сетчатой оболочки глаза в зоне изображения определится как

$$E_c = \frac{dF}{d\text{з}},$$

где dF — световой поток, упавший на всю площадь изображения $d\text{з}$.

Величина этого потока, равная световому потоку, попавшему внутрь глаза от элемента поверхности dS, определится величиной освещенности зрачка глаза $dE_{зр}$, коэффициентом пропускания глазных сред τ и площадью зрачка q:

$$dF = dE_{зр}\tau q,$$

или, заменяя

$$dE_{зр} = \frac{dI_\alpha}{L^2},$$

получим:

$$dF = \frac{dI_\alpha}{L^2}\tau q,$$

где dI_α — сила света элемента dS по направлению к глазу наблюдателя.

Подставляя полученное выражение потока в уравнение освещенности сетчатой оболочки, получим окончательное равенство:

$$E_c = \frac{dI_\alpha}{d\text{з}L^2}\tau q, \text{ или } E_c = \frac{\tau q}{l^2}\frac{dI_\alpha}{dS\cos\alpha}. \quad (1\text{-}94)$$

Уравнение (1-94) определяет освещенность сетчатой оболочки в зоне изображения объекта наблюдения в зависимости от отношения силы света в данном направлении dI_α к площади проекции наблюдаемого элемента светящей поверхности $dS' = dS\cos\alpha$ на плоскость, перпендикулярную данному направлению. Это отношение, определяющее плотность светового потока в пространстве и по поверхности, принято называть *яркостью поверхности*. Таким образом, яркостью светящей поверхности принято называть пространственную плотность светового потока, отнесенную к единице площади проекции светящей поверхности на плоскость, перпендикулярную заданному направлению.

Из этого определения следует, что яркость участка поверхности в заданном направлении численно равна отношению силы света, излучаемой этим участком поверхности в заданном направлении, к площади его проекции на плоскость, перпенди-

кулярную этому направлению:

$$B_\alpha = \frac{dI_\alpha}{dS \cos \alpha}. \qquad (1\text{-}95)$$

Вследствие того, что освещенность сетчатой оболочки глаза в зоне изображения объектов наблюдения прямо пропорциональна их яркости [уравнение (1-94)], тела равнояркие по направлению к глазу наблюдателя воспринимаются как равносветлые. Следовательно, световой величиной, на которую непосредственно реагирует орган зрения, является яркость наблюдаемых предметов. Яркость светящей поверхности излучателя, так же как и его сила света, определяется не только численным значением, но и направлением [уравнение (1-95)].

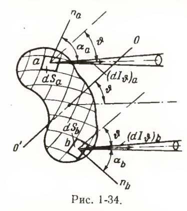


Рис. 1-34.

Единицу яркости, численно равную 1 *св* с 1 *м*² проекции светящей поверхности на плоскость, перпендикулярную заданному направлению, называют согласно ГОСТ 7932-56 *нит* (*нт*). До 1955 г. эта единица носила название *децимиллистильб* (*дмсб*)*.

Уравнение (1-95), определяющее яркость поверхности, показывает, что яркость может быть неодинаковой как по поверхности светящего тела, так и по направлению наблюдения, т. е. по направлению, определяющему яркость. Рассмотрим оба эти случая раздельно. Предположим, что яркость излучающего тела в заданном направлении неодинакова по поверхности (рис. 1-34). Это условие можем записать следующими неравенствами:

$$(B_\vartheta)_a \neq (B_\vartheta)_b \text{ или } \frac{(dI_\vartheta)_a}{dS'_a} \neq \frac{(dI_\vartheta)_b}{dS'_b}.$$

Заменяя площадь проекций светящих участков поверхности через

$$dS'_a = dS_a \cos \alpha_a \text{ и } dS'_b = dS_b \cos \alpha_b,$$

получим:

$$\frac{(dI_\vartheta)_a}{dS_a \cos \alpha_a} \neq \frac{(dI_\vartheta)_b}{dS_b \cos \alpha_b}, \qquad (1\text{-}96)$$

* Яркость поверхности, численно равная 1 *св* с 1 *см*² проекции излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную заданному направлению, принято называть *стильбом*. 1 *сб* = 10⁴ *нт*.

где ϑ — заданное направление излучения (определения яркости) относительно общей оси OO' (рис. 1-34);

α_a и α_b — угловые координаты того же направления относительно нормалей к светящей поверхности в точках a и b.

В практике светотехнических расчетов часто требуется определять среднюю яркость излучающего тела в данном направлении. Эту яркость, называемую *средней габаритной яркостью излучателя*, можно определить интегрированием выражения яркости элементарного участка поверхности [уравнение (1-96)] по всей площади проекции, ограниченной внешним контуром излучателя, на плоскость, перпендикулярную заданному направлению ϑ:

$$B_\vartheta = \frac{\int\limits_{S'} dI_{\vartheta i}}{S'} = \frac{I_\vartheta}{S'} \qquad (1\text{-}97)$$

где $S' = \Sigma \Delta S'_i$ — площадь проекции излучателя на плоскость, перпендикулярную направлению определения средней габаритной яркости[1].

Для решения полученного уравнения рассмотрим выражение значений силы света через элементарные световые потоки в пределах телесных углов $d\omega$ с осью, расположенной в заданном направлении ϑ:

$$dI_{\vartheta i} = \frac{d^2F_i}{d\omega};$$

следовательно

$$\int\limits_{S'} dI_{\vartheta i} = \frac{\int\limits_{S'} d^2F_i}{d\omega},$$

где d^2F_i — световой поток, излучаемый внутри телесного угла $d\omega$ элементом светящей поверхности в точке i.

На расстоянии l от светящей поверхности, значительно большем ее размеров, можно считать, что сумма потоков d^2F_i будет заключена в пределах телесного угла $d\omega = \frac{dS_\perp}{l^2}$. При этом будем иметь:

$$\int\limits_{S'} dI_{\vartheta i} = \frac{\int\limits_{S'} d^2F_i}{d\omega} = \frac{dF}{d\omega} = \frac{dF}{dS_\perp} l^2,$$

[1] При определении средней габаритной яркости лампы накаливания принято проекцию тела накала определять по внешнему габариту, включая в поверхность излучающего тела и промежутки между параллельными спиралями и между витками спирали.

или

$$I_\vartheta = \int_{S'} dI_{\vartheta l} = E_n l^2;$$

следовательно,

$$B_\vartheta = \frac{E_n l^2}{S'} = \frac{E_n}{\omega'}, \qquad (1\text{-}97а)$$

где $dS_\perp$ — площадь элементарного участка плоскости, перпендикулярной направлению ϑ, на расстоянии l от излучающего тела;

E_n — освещенность, создаваемая всем светящим телом на площадке $dS_\perp$;

ω' — телесный угол, опирающийся на контур излучателя и имеющий вершину в точке расположения площадки $dS_\perp$.

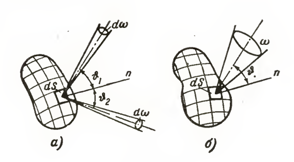


Рис. 1-35.

Неодинаковое значение яркости по различным направлениям в пространстве можно описать следующим неравенством (рис. 1-35,*а*):

$$B_{\vartheta_1} \neq B_{\vartheta_2} \text{ или } \frac{dI_{\vartheta_1}}{dS\cos\vartheta_1} \neq \frac{dI_{\vartheta_2}}{dS\cos\vartheta_2}.$$

Подставляя в полученное неравенство $dI_{\vartheta i} = \frac{d^2F_i}{d\omega}$, будем иметь:

$$\frac{d^2F_1}{dS\,d\omega\cos\vartheta_1} \neq \frac{d^2F_2}{dS\,d\omega\cos\vartheta_2}.$$

Среднее значение яркости поверхности в пределах телесного угла ω определится (рис. 1-35,*б*) как

$$(B_{\vartheta i})_\omega = \frac{\int_\omega d^2F_i}{\omega\cos\vartheta\,dS} = \frac{dF_\omega}{\omega\cos\vartheta\,dS} = \frac{(dI_\vartheta)_\omega}{\cos\vartheta\,dS}, \qquad (1\text{-}98)$$

где dF_{ω} — световой поток, излучаемый элементом dS в пределах телесного угла ω с осью, направленной под углом ϑ к нормали излучающего элемента dS;

$(dI_{\vartheta})_{\omega}$ — среднее значение силы света в пределах телесного угла ω.

1-35. Яркость пучка лучей

Рассмотрим пучок лучей, идущий от участка ΔS_1 светящей поверхности и пронизывающий диафрагму площадью ΔS_2 произвольно расположенного экрана S_2 (рис. 1-36). Если размеры

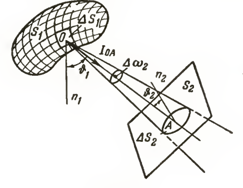


Рис. 1-36.

участка светящей поверхности ΔS_1 невелики по сравнению с расстоянием от O до A, то телесные углы, имеющие вершины в любой точке поверхности ΔS_1 и опирающиеся на контур диафрагмы ΔS_2, будут практически одинаковы и равны:

$$\Delta\omega_2 = \frac{\Delta S_2 \cos \vartheta_2}{l_{OA}^2}.$$

В этом случае световой поток пучка определится следующим равенством:

$$\Delta F = I_{OA} \Delta\omega_2 = I_{OA} \frac{\Delta S_2 \cos \vartheta_2}{l_{OA}^2}.$$

Заменяя

$$I_{OA} = B_{OA} \Delta S_1 \cos \vartheta_1,$$

получим:

$$\Delta F = B_{OA} \frac{\Delta S_1 \cos \vartheta_1 \Delta S_2 \cos \vartheta_2}{l_{OA}^2}.$$

Следовательно, яркость пучка лучей по оси OA определится как

$$B_{OA} = \frac{\Delta F}{\Delta M}. \qquad (1\text{-}99)$$

Нетрудно убедиться, что величина

$$\Delta M = \frac{\Delta S_1 \cos \vartheta_1 \Delta S_2 \cos \vartheta_2}{l_{OA}^2} \qquad (1\text{-}99а)$$

постоянна для любого сечения пучка лучей, если выдержано начальное условие, т. е. расстояние между центрами сечений пучка значительно больше их линейных размеров. Этот инвариант проф. А. А. Гершун (1903—1953) предложил называть *мерой множества лучей*, так как при постоянстве яркости пучка увеличение ΔM приводит к росту светового потока в пучке.

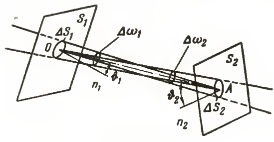


Рис. 1-37.

В общем случае пучок лучей может быть выделен из бесчисленного множества лучей светового поля двумя диафрагмами в произвольно расположенных экранах S_1 и S_2 (рис. 1-37). Если линейные размеры диафрагм, имеющих площади ΔS_1 и ΔS_2, невелики по сравнению с расстоянием между их центрами l_{OA}, то мера множества лучей пучка определится [уравнение (1-99а) как

$$\Delta M = \frac{\Delta S_1 \cos \vartheta_1 \Delta S_2 \cos \vartheta_2}{l_{OA}^2} = \Delta S_1 \cos \vartheta_1 \Delta\omega_2 = \Delta S_2 \cos \vartheta_2 \Delta\omega_1, \qquad (1\text{-}100)$$

где $\Delta\omega_1$ — телесный угол с вершиной в центре A второй диафрагмы и опирающийся на контур первой диафрагмы;

$\Delta\omega_2$ — телесный угол с вершиной в центре O первой диафрагмы и опирающийся на контур второй диафрагмы.

Переходя в пределе к бесконечно малым отверстиям диафрагм $\lim \Delta S_1 = dS_1$ и $\lim \Delta S_2 = dS_2$, получим выражение меры

множества лучей элементарного пучка:

$$d^2M = \frac{dS_1 \cos\vartheta_1 \, dS_2 \cos\vartheta_2}{l_{OA}^2}. \qquad (1\text{-}101)$$

Яркость такого элементарного пучка лучей по его оси будет равна:

$$B_{OA} = \frac{d^2F}{d^2M}, \qquad (1\text{-}102)$$

где d^2F — световой поток, пронизывающий пучок в любом его сечении (световой поток элементарного пучка);
d^2M — мера множества лучей элементарного пучка.

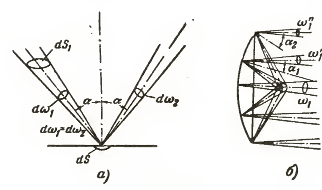


Рис. 1-33.

Совместное рассмотрение уравнений (1-102) и (1-101) позволяет написать следующий вид уравнения, применимого для определения яркости объемного свечения:

$$B_{OA} = \frac{dE_n}{d\omega}, \qquad (1\text{-}102а)$$

где dE_n — освещенность, создаваемая светящимся объемом в пределах телесного угла $d\omega$ на плоскости, перпендикулярной оси этого телесного угла.

Сопоставляя полученное уравнение (1-102а) с уравнением (1-97а), можно видеть, что отношением нормальной освещенности к телесному углу излучателя можно определять не только яркость элементарного пучка лучей по заданному направлению пространства, но также и среднюю яркость любого объемного излучателя [уравнение (1-97а)].

1-36. Яркость пучка лучей, отраженного зеркалом

На элементарный участок поверхности зеркала dS (рис. 1-38,*а*) падает пучок лучей от элементарного излучателя dS_1. Световой поток падающего на зеркало пучка определится согласно уравнению (1-102) как

$$d^2F = B_\alpha d^2M_\alpha,$$

или

$$d^2F = B_\alpha\, d\omega_1\, dS \cos\alpha.$$

Отраженный зеркалом световой поток будет равен:

$$(d^2F)_\rho = \rho\, d^2F = \rho B_\alpha\, d\omega_1\, dS \cos\alpha.$$

Согласно закону зеркального отражения этот поток может быть определен также следующим равенством:

$$(d^2F)_\rho = (B_\alpha)_\rho\, d\omega_2\, dS \cos\alpha.$$

Решая совместно оба уравнения, определяющие световой поток отраженного пучка, получим:

$$(B_\alpha)_\rho = \rho B_\alpha, \qquad (1\text{-}103)$$

так как

$$d\omega_1 = d\omega_2.$$

Полученное уравнение позволяет сделать вывод, что яркость отраженного зеркалом пучка лучей $(B_\alpha)_\rho$ равна яркости падающего на зеркало пучка лучей B_α, умноженной на коэффициент отражения зеркала. В практике расчета зеркальных отражений принято пользоваться понятием *элементарного отображения*. Элементарным отображением следует считать элементарный пучок лучей, отраженный элементом поверхности отражателя (рис. 1-38,*б*). Обычно элементарное отображение определяется для всего излучателя и его яркость принимается одинаковой в данном направлении для любого участка поверхности излучателя. Световой поток такого элементарного отображения определится как

$$dF = \rho B_\alpha\, dM,$$

где $dM = \omega_1 \cos\alpha\, dS$ — мера множества пучка лучей, отраженного от элементарного участка отражателя.

1-37. Яркость пучка лучей в неоднородной среде

Выражение меры множества лучей пучка, проникающего из среды с показателем преломления n_i в среду с показателем преломления n_j (рис. 1-39), можно написать для первой и второй среды.

Для пучка в среде i

$$d^2M_i = \Delta S \cos\alpha_i d^2\omega_i = \Delta S \sin\alpha_i \cos\alpha_i d\alpha_i d\gamma,$$

где $d^2\omega_i$ — телесный угол, образованный двумя коническими поверхностями с углами раскрытия α_i и $\alpha_i + d\alpha_i$ и двумя вертикальными плоскостями, проходящими через нормаль N и смещенными одна относительно другой на угол $d\gamma$.

Аналогично для среды с показателем преломления n_j уравнение будет

$$d^2M_j = \Delta S \sin\alpha_j \cos\alpha_j d\alpha_j d\gamma.$$

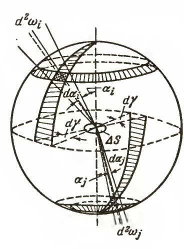


Рис. 1-39.

Согласно известному из геометрической оптики уравнению, определяющему отношение синусов углов падения и преломления:

$$\frac{\sin\alpha_i}{\sin\alpha_j} = \frac{n_j}{n_i},$$

можем написать:

$$n_i^2 \sin^2\alpha_i = n_j^2 \sin^2\alpha_j.$$

Продифференцировав полученное уравнение по α_i и преобразовав производную, будем иметь:

$$n_i^2 \sin\alpha_i \cos\alpha_i d\alpha_i = n_j^2 \sin\alpha_j \cos\alpha_j d\alpha_j.$$

Подставляя полученное равенство в уравнение, определяющее меру множества лучей пучков в первой и второй средах, найдем соотношение между показателем преломления и мерой множества лучей:

$$n_i^2 d^2M_i = n_j^2 d^2M_j = \text{const}. \qquad (1\text{-}104)$$

Полученное соотношение, определяющее постоянство произведения меры множества лучей пучка на показатель преломления среды, в которой распространяется пучок лучей, часто называют *теоремой Штраубеля*. Эту теорему удобнее формулировать следующим равенством:

$$n_i^2 d\omega_i d\sigma_i = \text{const}, \qquad (1\text{-}104а)$$

где $d\sigma_i = dS \cos \alpha_i$ — площадь проекции участка границы двух сред на плоскость, перпендикулярную падающему пучку лучей.

Из уравнения (1-102), определяющего яркость пучка световых лучей, можно получить отношение яркостей пучков лучей в первой среде (i) и во второй (j):

$$\frac{B_i}{B_j} = \frac{d^2F_i}{d^2M_i} : \frac{d^2F_j}{d^2M_j}.$$

Решая полученное уравнение совместно с уравнением Штраубеля относительно яркости пучка в среде j, получим:

$$B_j = \frac{d^2F_j}{d^2F_i} B_i \left(\frac{n_j}{n_i}\right)^2.$$

Отношение потоков световых пучков во второй и первой средах будет равно коэффициенту пропускания.

Поэтому окончательно будем иметь:

$$B_j = \tau_{ij} B_i \left(\frac{n_j}{n_i}\right)^2, \qquad (1\text{-}105)$$

где B_i — яркость пучка лучей в среде i на границе со средой j;

B_j — яркость пучка луча в среде j.

Если среда j не ослабляет излучения, коэффициент пропускания определится потерями на отражение (см. § 2-18). При наличии заметного ослабления излучения во второй среде коэффициент пропускания τ_{ij} будет зависеть от длины пути пучка лучей в среде j, а также от оптических свойств этой среды (см. § 2-22).

Рассматривая идеализированную схему прохождения пучка лучей последовательно через несколько оптических сред, можно написать для этого случая уравнение (1-105) в следующем виде:

$$\frac{B_i}{n_i^2} = \frac{B_j}{n_j^2} = \ldots = \frac{B_m}{n_m^2}. \qquad (1\text{-}105\text{a})$$

Полученное равенство показывает, что при отсутствии потерь в оптической системе яркость пучка лучей, поделенная на квадрат показателя преломления среды, является величиной постоянной по всей длине пучка. Величину этого отношения проф. Г. Г. Слюсарев [Л. 16] рекомендует называть *редуцированной яркостью пучка лучей*. Следовательно, соотношение, записанное уравнением (1-105а), можно сформулировать сле-

дующими словами: при отсутствии потерь редуцированная яркость остается постоянной по всей длине пучка лучей:

$$\frac{B_i}{n_i^2} = \frac{B_j}{n_j^2} = \ldots = \frac{B_m}{n_m^2} = \beta. \qquad (1\text{-}105б)$$

С учетом неизбежных потерь при отражении от границы смежных оптических сред, а также возможных потерь на ослабление пучка лучей по его длине редуцированная яркость на любом участке пучка лучей будет равна редуцированной яркости первой среды, умноженной на коэффициенты пропускания всех сред, лежащих на пути до той точки, в которой определяется редуцированная яркость:

$$\beta_m = \tau_i \tau_j \ldots \tau_m \beta_i = \tau_{im} \beta_i. \qquad (1\text{-}106)$$

Учитывая, что начальной средой большинства оптических систем является воздух, для которого можно принять $n_i = 1$ и $\beta_i = B_i$, уравнение примет вид:

$$\beta_m = \tau_{im} B_i, \qquad (1\text{-}106а)$$

где τ_{im} — коэффициент пропускания всех сред по пути пучка лучей с учетом потерь на отражение от границ и потерь на ослабление.

Пользуясь полученным уравнением, легко решить задачу расчета яркости пучка лучей, прошедшего через линзу, или сложную оптическую систему, состоящую из нескольких линз с различными значениями показателя преломления:

$$B_j = \tau B_i, \qquad (1\text{-}106б)$$

где B_i и B_j — значения яркости пучка, падающего на оптическую систему, и пучка, прошедшего через нее.

Последнее равенство позволяет сделать вывод о невозможности увеличить яркость излучателя при помощи любой оптической системы.

1-38. Эквивалентная яркость

Как было указано (см. § 1-27), двойственность световоспринимающего аппарата глаза и различие спектральной чувствительности палочек и колбочек приводят к изменению спектральной чувствительности глаза в функции уровня яркости адаптации [1]. Кривые спектральной чувствительности глаза для каждого

[1] **Адаптацией** принято называть приспособление наблюдателя к заданной яркости поля зрения (см. § 3-22).

уровня яркости определяются в основном соотношением участия в зрительном процессе палочек и колбочек.

В 1823 г. чешским ученым Я. Пуркине (1787—1869) было установлено неодинаковое потемнение разноцветных равноярких поверхностей по мере уменьшения их яркости: синие излучения воспринимались более светлыми, чем красные, несмотря на одинаковую их яркость. Это явление относительного посветления синего и потемнения красного цветов по сравнению с белым при

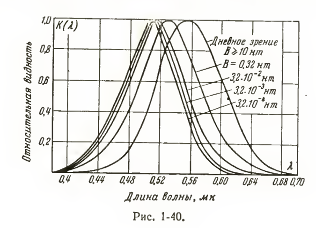


Рис. 1-40.

переходе от дневного зрения к ночному (см. § 1-28) было названо эффектом Пуркине. Причиной возникновения эффекта Пуркине является смещение кривых спектральной чувствительности глаза в область меньших длин волн при уменьшении яркости поля зрения (рис. 1-40). Наличие эффекта неодинакового зрительного ощущения разноспектральных излучений при одинаковой их яркости $B < 10$ *нт* позволяет сделать вывод о необходимости введения некоторой световой величины, однозначно определяющей уровень ощущения светлоты независимо от спектрального состава оцениваемого излучения малой яркости. Для возможности использования этой величины в светотехнической практике необходимо, чтобы она могла быть измерена и рассчитана по заданной кривой спектральной интенсивности излучения. В качестве такой величины проф. А. А. Гершуном [Л. 17] была предложена *эквивалентная яркость излучения* заданного спектрального состава, определяемая как яркость равносветлого оптически смежного излучения условленного спектрального состава ($T_ц = 2\,046°$ K *).

* Цветовая температура $T_ц = 2\,046°$ K выбрана из условия соответствия с излучением государственного эталона единицы светового потока (см. § 1-29).

Из этого следует, что эквивалентная яркость определяется сопоставлением исследуемых излучений с условным (эталонным) излучением по их светлоте, т. е. по условиям эквивалентности уровня зрительного ощущения. Вводя эту новую световую величину, будем характеризовать каждое излучение в области малых яркостей (суммеречное и ночное зрение) стандартной (фотометрической) яркостью, определяемой стандартизованной кривой видности излучения и эквивалентной яркостью, характеризующей действительное ощущение. Соотношение между этими

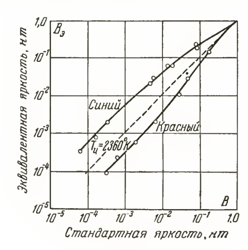


Рис. 1-41.

значениями яркости будет изменяться в функции эквивалентной яркости, причем эти изменения будут различными для разноспектральных излучений. Для иллюстрации этого, а также для показа практической значимости понятия эквивалентной яркости на фиг. 1-41 приведены кривые зависимости эквивалентной яркости от стандартной для синего и красного излучений. Из этих кривых можно видеть, что для стандартной яркости $B \leqslant 0{,}01$ *нт* эквивалентные значения яркости различаются более чем на порядок величин. Учитывая эту особенность зрительного ощущения, сопоставление разноцветных излучений малой яркости следует производить по величине эквивалентной яркости. При измерении эквивалентной яркости необходимо обеспечить большой размер поля зрения (порядка 25—30°), устойчивый режим адаптации глаза наблюдателя и большой (не менее 7,5—8 *мм*) выходной зрачок фотометрического прибора. Эти условия необходимо обеспечить для максимального приближения условий измерения к работе глаза в условиях малой яркости без оптиче-

ского прибора. Согласно указаниям Государственного оптического института [Л. 18] поля сравнения фотометра должны быть концентрическими с угловым размером внутреннего поля $\sim 14°$. Уравнивание яркостей полей сравнения должно осуществляться путем регулирования яркости эталонного поля с цветовой температурой $T_ц = 2\,046°$ K. Градуировка такого фотометра должна производиться с источником света, имеющим цветовую температуру $T_ц = 2\,046°$ K.

Прямой расчет эквивалентной яркости любого заданного излучения затруднен тем, что значение спектральной чувствительности глаза $K(\lambda B_э)$ зависит от величины определяемой эквивалентной яркости. Следовательно, интегральное уравнение яркости [уравнение типа (1-87) и (1-91)] возможно решить лишь методом приближения:

$$B_э = 683 \int_0^\infty b(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda. \qquad (1\text{-}107)$$

В силу этих причин вначале необходимо ориентировочно определить $B_э$ по заданному значению B и спектральному составу излучения. Для такого ориентировочного определения $B_э$ следует воспользоваться графиками зависимости отношения $\frac{B_э}{B}$ в функции стандартной яркости для различных соотношений долей лучистого потока в красной, зеленой и синей зонах видимого спектра. Эти кривые (рис. 1-42) удобно строить для различных значений коэффициентов

$$m_к = \frac{\Delta \mathbf{F}_к}{\mathbf{F}}; \quad m_c = \frac{\Delta \mathbf{F}_c}{\mathbf{F}} \text{ и } m_з = \frac{\Delta \mathbf{F}_з}{\mathbf{F}},$$

где $\Delta \mathbf{F}_c$, $\Delta \mathbf{F}_з$ и $\Delta \mathbf{F}_к$ — лучистые потоки в синей, зеленой и красной зонах спектра заданного излучения;

$\mathbf{F} = \Delta \mathbf{F}_c + \Delta \mathbf{F}_з + \Delta \mathbf{F}_к$ — полный поток заданного излучения.

При построении графиков $\frac{B_э}{B} = f(B)$ были приняты следующие границы трех зон видимого спектра: $\lambda_1 = 0{,}48$ *мк* и $\lambda_2 = 0{,}56$ *мк*.

После ориентировочного определения значения $B_э$ из графиков следует произвести уточняющий расчет, пользуясь общим уравнением эквивалентной яркости

$$B_э = 683 \int_0^\infty b_o(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda, \qquad (1\text{-}108)$$

где $b_э(\lambda)$ — спектральная интенсивность яркости образцового излучения условленного спектрального состава ($T_ц = 2\,046°$ К) одинаковой светлоты с заданным излучением.

Относительное распределение[1] энергии по спектру образцо-

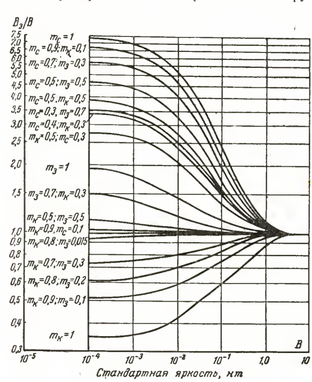


Рис. 1-42.

вого излучения ($T_ц = 2\,046°$ К) легко определить, пользуясь уравнением Вина (1-46):

$$b'_o(\lambda) = \frac{b_o(\lambda)}{b_{o\ (\lambda=0,55)}} = \frac{0,55^5}{\lambda^5} \cdot \frac{e^{-\frac{C_2}{2\,046\lambda}}}{e^{-\frac{C_2}{1\,123}}} \approx \frac{1,8 \cdot 10^4}{e^{\frac{7,0}{\lambda}}\lambda^5}.$$

Зная относительное распределение энергии по спектру образцового излучения ($T_ц = 2\,046°$ К), эквивалентную яркость можно

[1] Относительное распределение энергии по спектру черного излучения получим, приняв $e_{\lambda=0,55} = 1$.

определить как

$$B_э = 683M \int_0^\infty b'_o(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda, \qquad (1\text{-}108а)$$

где M — масштаб кривой спектральной интенсивности эталонного излучения, определяющий равенство светлоты эталонного и заданного излучений. Этот масштаб можно определить из следующего условия равенства светлоты заданного и эталонного излучений:

$$\int_0^\infty b(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda = \int_0^\infty b_o(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda,$$

или

$$\int_0^\infty b(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda = M \int_0^\infty b'_o(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda,$$

откуда

$$M = \frac{\int_0^\infty b(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda}{\int_0^\infty b'_o(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda}. \qquad (1\text{-}109)$$

Следовательно, эквивалентную яркость можно рассчитать, пользуясь уравнением:

$$B_э = f(B_э) \int_0^\infty b(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda, \qquad (1\text{-}110)$$

где $f(B_э) = \dfrac{683 \int_0^\infty b'_o(\lambda) K(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty b'_o(\lambda) K(\lambda B_э)\, d\lambda}$ — функция эквивалентной яркости и спектрального состава эталонного излучения, найденная из графика (рис. 1-43);

$b(\lambda)$ — заданная спектральная интенсивность лучистой яркости;

$K(\lambda)$ — стандартизованная относительная видность излучения;

$K(\lambda B_э)$ — значение относительной спектральной чувствительности глаза для значения $B_э$ [Л. 19 и 20].

В случае, если полученное расчетное значение эквивалентной яркости будет резко отличаться от ранее найденного ориентировочного его значения, следует расчет повторить, приняв новые значения $K(\lambda B_э)$ и $f(B_э)$.

1-39. Эффективная яркость

Так как яркость определяет освещенность сетчатой оболочки глаза в зоне изображения (см. § 1-34), изменению яркости соответствуют изменение частоты импульсов тока действия и определяемое уровнем частоты ощущение светлоты. Однако рост частоты импульсов в волокнах зрительного нерва нелинейно зависит от увеличения яркости поля зрения, вследствие чего яркость не может служить количественным критерием уровня зрительного ощущения.

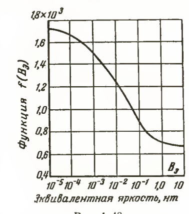


Рис. 1-43.

Для выбора критерия, линейно определяющего уровень зрительного ощущения, можно воспользоваться методом пороговых приращений эффективных величин (см. § 1-25). Минимальную разность яркости, которую впервые обнаруживает глаз с вероятностью более 50% на фоне заданной яркости, принято называть *пороговой разностью яркости.* Как показывает опыт, пороговая разность яркости зависит от яркости поля зрения.

Оценивая уровень зрительного ощущения числом пороговых изменений яркости, можно написать следующее выражение меры зрительного ощущения, которую в дальнейшем будем называть *эффективной яркостью:*

$$B_{эф} = \int_0^B \frac{dB}{\Delta B}, \qquad (1\text{-}111)$$

где ΔB — пороговая разность яркости.

Принимая в первом приближении линейную зависимость между яркостью поля зрения и величиной пороговой разности яркости

$$\Delta B = cB,$$

получим следующее выражение для эффективной яркости:

$$B_{эф} = \frac{1}{c} \int_0^B \frac{dB}{B} = \frac{1}{c} \ln B. \qquad (1\text{-}112)$$

Полученное уравнение впервые было установлено из опыта Э. Вебером (1795 — 1878) и сформулировано Г. Фехнером (1801 — 1887) как частный случай общей зависимости ощу-

щения от логарифма силы действия на организм. Эту зависимость принято называть *законом Вебера-Фехнера*.

Более точная зависимость $\Delta B = f(B_э)$, полученная нами как результат многих экспериментальных исследований [Л. 21],

$$\Delta B = \frac{B^a}{b}$$

позволяет установить зависимость эффективной яркости от величины яркости поля зрения:

$$B_{эф} = \int_0^B \frac{dB}{\Delta B} = b \int_0^B \frac{dB}{B^a} = \frac{b}{1-a} B^{1-a}, \tag{1-113}$$

где a и b — постоянные коэффициенты.

1-40. Простейшие равнояркие излучатели

В практических условиях часто приходится иметь дело с излучателями, яркость которых с достаточной для практики точностью одинакова как по различным направлениям пространства, так и по поверхности излучающего тела. Такие *излучатели* принято называть *равнояркими*. Рассмотрим соотношения между световым потоком, силой света и яркостью таких излучателей простейшей формы. Для плоской равнояркой поверхности с площадью S значения силы света определятся[1] (рис. 1-44,*а*) как

$$I_\alpha = BS \cos\alpha = I_0 \cos\alpha,$$

так как проекция плоского излучателя на плоскость, перпендикулярную заданному направлению (рис. 1-8), $\sigma = S\cos\alpha$. Световой поток плоского равнояркого излучателя определится [уравнение (1-17)] как

$$F = 2\pi I_0 \int_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} \sin\alpha \cos\alpha \, d\alpha = \pi I_0; \tag{1-114}$$

следовательно, $F = \pi BS$ и $R = \pi B$.

Равнояркий шар диаметром D имеет проекцию $\sigma = \frac{\pi D^2}{4}$ для любого направления (рис. 1-44,*б*). Следовательно, сила света равнояркого шара одинакова по всем направлениям:

$$I = \frac{\pi D^2}{4} B = \text{const}.$$

---

[1] Для равнояркиx излучателей яркость не индексируется направлением, так как она одинакова по всем направлениям пространства.

Световой поток такого излучателя находим согласно уравнению (1-17):

$$F = 2\pi I \int\limits_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \sin\alpha\, d\alpha = 4\pi I. \qquad (1\text{-}115)$$

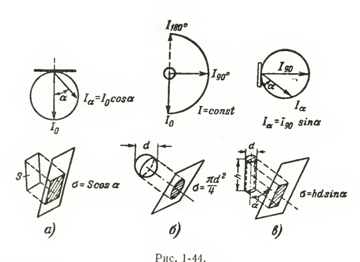


Рис. 1-44.

Равнояркий цилиндр с темными торцами (рис. 1-44,*в*) имеет распределение силы света

$$I_\alpha = I_{90} \sin\alpha = BhD \sin\alpha.$$

Следовательно, световой поток, излучаемый равнояркимцилиндром, будет:

$$F = 2\pi BhD \int\limits_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \sin^2\alpha\, d\alpha = BhD\pi^2 = \pi^2 I_{90}. \qquad (1\text{-}116)$$

1-41. Световые свойства материалов

Как известно (см. § 1-13), спектральные оптические характеристики любого тела определяются тремя функциями: $\rho(\lambda)$, $\alpha(\lambda)$ и $\tau(\lambda)$, показывающими способность данного тела отражать, поглощать и пропускать однородные лучистые потоки различных длин волн. Наличие этих спектральных характеристик и кривой спектральной интенсивности падающего на тело лучистого потока позволяет произвести энергетические расчеты для любой системы эффективных величин, как это было показано в уравнениях (1-83), (1-84) и (1-85). Согласно

этим уравнениям *коэффициенты отражения, поглощения и пропускания светового потока*[1]:

$$\rho = \frac{F_\rho}{F} = \frac{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) d\lambda}; \qquad (1\text{-}117)$$

$$\alpha = \frac{F_\alpha}{F} = \frac{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) \alpha(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) d\lambda}; \qquad (1\text{-}118)$$

$$\tau = \frac{F_\tau}{F} = \frac{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) d\lambda}. \qquad (1\text{-}119)$$

Из приведенных уравнений можно видеть, что коэффициенты отражения и пропускания определяют лишь соотношение световых потоков, не определяя их распределения в пространстве. В зависимости от свойств поверхности тела и внутренней его структуры распределение отраженного и прошедшего потоков может резко различаться. Так, от гладких поверхностей, размеры неровностей которых малы по сравнению с длиной волны излучения, наблюдается *направленное (зеркальное) отражение*, характеризуемое неизменностью структуры пучка лучей после отражения и равенством углов падения и отражения (рис. 1-45,*а*). *При направленно-рассеянном отражении* (рис. 1-45,*б*) ось отраженного пучка лучей направлена в соответствии с законом зеркального отражения, однако телесный угол отраженного пучка лучей увеличен за счет рассеяния неоднородностями отражающей поверхности. В большинстве случаев отраженное излучение симметрично относительно оси отраженного пучка, причем форма его фотометрического тела близка к эллипсоиду вращения. В этих случаях характеристику рассеяния принято определять отношением большой и малой осей эллипса продольной кривой силы света. Иногда в качестве характеристики рассеяния принимают угол раскрытия зонального телесного угла, в пределах которого заключено 70% отраженного потока. Вполне понятно, что яркость пучка лучей направленно-рассеянного отражения неодинакова по различным направлениям пространства и имеет максимальное значение по оси пучка. Различие яркости отраженного пучка лучей по различным направлениям уменьшается при увеличении размеров неровности отражающей поверхности (увеличении ее шероховатости). Пределом увеличения рассеивающей способности отражающей поверхности является отражение от поверхности, яркость которой в отраженном свете одинакова по всем направлениям пространства и не зависит от уг-

[1] Обозначение световых коэффициентов принято писать без индексов.

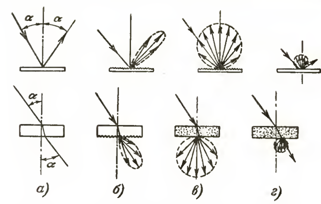


Рис. 1-45.

ла падения на нее пучка лучей. Как следует из уравнения (1-20), кривая силы света отраженного пучка лучей подчиняется косинусной зависимости $I_\alpha = I_0 \cos \alpha$ (рис. 1-45,*в*). Такое отражение принято называть *рассеянным* или *диффузным*. Четвертым типовым случаем отражения является *смешанное отражение* (рис. 1-45,*г*), в котором наблюдаются одновременно свойства диффузного и направленного отражений. При прохождении излучения через толщу тела возможны все четыре указанные схемы распределения прошедших потоков. *Направленное пропускание* (рис. 1-45,*а*) характерно для прозрачных материалов (стекол и пластмасс), поверхности которых не обладают свойством рассеивать излучения. *Направленно-рассеянное пропускание* (рис. 1-45,*б*) характерно для прозрачных материалов с рассеивающей одной или двумя поверхностями (матированные стекла или пластмассы). *Диффузным* (*рассеянным*) и *смешанным пропусканием* (рис. 1-45,*в* и *г*) обладают материалы, имеющие оптические неоднородности в своей толще. В зависимости от размера зон оптической неоднородности и их концентрации в материале возможны случаи полного рассеяния (диффузное пропускание) или частичного (смешанное пропускание).

Характер распределения отраженного или прошедшего потока можно определить описанием функции относительного значения яркости по различным направлениям в пространстве. Для этой цели принято вводить безразмерную величину, называемую *коэффициентом яркости* $r_{\alpha,\beta}$, определяемую отношением яркости исследуемой отражающей поверхности в заданном направлении $B_{\alpha,\beta}$ к яркости $B_и$ одинаково освещенной с ней равнояркой поверхности, имеющей коэффициент отражения, равный единице:

$$r_{\alpha,\beta} = \frac{B_{\alpha,\beta}}{B_и} = \pi \frac{B_{\alpha,\beta}}{E},$$

Таблица 1-1

Лучистые и световые величины и их единицы

Лучистые величины			Световые величины			Размерность
Наименование величины	Определяющее уравнение	Единица	Наименование величины	Определяющее уравнение	Единица	
Лучистый поток	$\mathbf{F}=\int_0^\infty \varphi(\lambda)\,d\lambda$	ватт (*вт*)	Световой поток	$F=683\int_0^\infty \varphi(\lambda)K(\lambda)\,d\lambda$	люмен (*лм*)	$[L^2MT^{-3}]$
Лучистая энергия	$\mathbf{W}=\int_{t_1}^{t_2}\mathbf{F}_i\,dt$	джоуль (*дж*)	Световая энергия	$W=\int_{t_1}^{t_2}F_i\,dt$	люмен-секунда (*лм·сек*)	$[L^2MT^{-2}]$
Сила излучения	$\mathbf{I}_\alpha=\frac{d\mathbf{F}}{d\omega}$	ватт на стерадиан (*вт·стер*$^{-1}$)	Сила света	$I_\alpha=\frac{dF}{d\omega}$	свеча (*св*)	$[L^2MT^{-3}]$
Плотность облучения	$\mathbf{E}=\frac{d\mathbf{F}}{dS_0}=\frac{I_\alpha}{l^2}\cos\alpha$	ватт на квадратный метр (*вт·м*$^{-2}$)	Освещенность	$E=\frac{dF}{dS_0}=\frac{I_\alpha}{l^2}\cos\alpha$	люкс (*лк*)	$[MT^{-3}]$
Плотность излучения	$\mathbf{R}=\frac{d\mathbf{F}}{dS_u}$	ватт с квадратного метра (*вт·м*$^{-2}$)	Светность	$R=\frac{dF}{dS_u}$	люмен с квадратного метра (*лм·м*^{2})	$[MT^{-3}]$
Количество облучения	$\mathbf{H}=\int_{t_1}^{t_2}\mathbf{E}_i\,dt$	джоуль на квадратный метр (*дж·м*$^{-2}$)	Количество освещения	$H=\int_{t_1}^{t_2}E_i\,dt$	люкс-секунда (*лк·сек*)	$[MT^{-2}]$
Лучистая яркость поверхности	$\mathbf{B}_\alpha=\frac{d\,\mathbf{I}_\alpha}{dS\cos\alpha}$	ватт на стерадиан с квадратного метра (*вт·стер*$^{-1}$·*м*$^{-2}$)	Яркость поверхности	$B_\alpha=\frac{dI_\alpha}{dS\cos\alpha}$	нит (*нт*)	$[MT^{-3}]$
Лучистая яркость пучка лучей	$\mathbf{B}_\alpha=\frac{d^2\mathbf{F}}{d^2M}$	то же	Яркость пучка лучей	$B_\alpha=\frac{d^2F}{d^2M}$		

так как $B_u = \frac{R_u}{\pi} = \frac{E}{\pi}$, потому что $\rho_u = 1$;

B_u — яркость идеально отражающей поверхности;

$B_{\alpha,\beta}$ — яркость исследуемой поверхности в направлении α, β.

Для установления зависимости коэффициента отражения исследуемой поверхности от заданных значений коэффициента яркости воспользуемся расчетом отраженного светового потока по значениям силы света отраженного пучка:

$$\rho F = \int\limits_{\beta=0}^{\beta=2\pi} \int\limits_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} I_{\alpha,\beta} \sin\alpha \, d\beta \, d\alpha =$$

$$= S \int\limits_{\beta=0}^{\beta=2\pi} \int\limits_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} B_{\alpha,\beta} \sin\alpha \cos\alpha \, d\beta \, d\alpha.$$

Заменяя $B_{\alpha,\beta} = r_{\alpha,\beta} \frac{E}{\pi}$, получим:

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int\limits_{\beta=0}^{\beta=2\pi} \int\limits_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} r_{\alpha,\beta} \sin\alpha \cos\alpha \, d\beta \, d\alpha, \qquad (1\text{-}120)$$

так как $F = ES$.

Для диффузной поверхности ($r_{\alpha,\beta} = \text{const} = r$) будем иметь:

$$\rho = \frac{2\pi}{\pi} r \int\limits_{\alpha=0}^{\alpha=\frac{\pi}{2}} \sin\alpha \cos\alpha \, d\alpha = 2r \left[\frac{\sin^2\alpha}{2} \right]^{\frac{\pi}{2}} = r.$$

В отличие от коэффициента отражения коэффициент яркости может иметь значения больше единицы, что характерно для направленного и направленно-рассеянного отражений.

Коэффициент яркости можно применять в качестве характеристики распределения яркости поверхности тела, пропускающего световой поток, например стекол и пластмасс. В этих случаях уравнение (1-120) определит коэффициент пропускания исследуемого тела. Перечень световых и лучистых величин приведен в табл. 1-1.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОВОГО ПОЛЯ

2-1. Задачи теоретической фотометрии

Фотометрия как самостоятельная отрасль научных знаний начала создаваться лишь с XVIII в. в связи с потребностью установления законов распространения света, а также измерения световых излучений. Создателем начальных научных основ фотометрии является разносторонний французский ученый П. Бугер (1698—1758). В работах П. Бугера [Л. 22] впервые были сделаны попытки разграничить понятия силы света, освещенности и яркости, хотя строгого определения этих понятий он дать не смог. Колоссальной заслугой П. Бугера являются теоретическое обоснование и экспериментальная проверка закона ослабления света при прохождении через вещество. По поводу этого закона акад. С. И. Вавилов [Л. 23] писал: «Все действие света — только вторичные процессы, сопровождающие поглощение света в веществе. С этой точки зрения закон Бугера — общий закон действия света». П. Бугер сформулировал основные правила измерения света и на основе экспериментальных наблюдений чувствительности глаза к различению едва заметных теней установил метод пороговых величин для оценки меры реакции глаза на свет. Современник П. Бугера немецкий ученый И. Ламберт (1728—1777) в значительной мере развил и совершенствовал теоретические основы фотометрии. Им были четко сформулированы понятия основных световых величин и была создана классическая теория фотометрических расчетов, позволившая определять освещенность произвольно расположенной поверхности и световой поток, падающий на нее от точечных излучателей и от равноярких светящих поверхностей [Л. 24]. Теория фотометрических расчетов Ламберта базировалась на следующих основных закономерностях (рис. 2-1):

$$dE_2 = \frac{B_1 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \, dS_1}{l_{12}^2}; \qquad (2\text{-}1)$$

$$d^2F_2 = \frac{B_1 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 \, dS_1 dS_2}{l_{12}^2}, \qquad (2\text{-}2)$$

где dE_2 — освещенность, создаваемая на поверхности S_2 элементом dS_1, обладающим яркостью B_1 по направлению l_{12};

d^2F_2 — световой поток, попавший на элемент dS_2 от светящего элемента dS_1 яркостью B_1.

К вопросам теоретической фотометрии внимание было привлечено вновь лишь в начале XX в. в связи с возросшими запросами к новой в то время технической дисциплине — светотехнике. Потребность человечества в продлении дневной деятельности путем обеспечения качественного искусственного освещения создала условия для развития этой дисциплины и потребовала знания законов распространения и преобразования излучения.

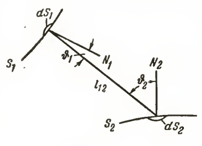


Рис. 2-1.

Процесс распространения излучения в пространстве можно изучать исключительно с феноменологической точки зрения, описывая его лишь определенными количественными характеристиками и их соотношениями, не вдаваясь в природу возникновения и поглощения излучения. Эти задачи определения количественных (энергетических) закономерностей распространения излучения как методом измерения, так и методом расчета являются задачами теоретической фотометрии.

Современная теоретическая фотометрия развивается и совершенствуется на базе теории электромагнитного поля. Большие заслуги в разработке основ теории светового поля [1] принадлежат советским ученым и в первую очередь Н. Г. Болдыреву, А. А. Гершуну, М. М. Гуревичу и В. А. Фоку, создавшим научную базу современной теоретической фотометрии.

В 1924 г. акад. В. А. Фок опубликовал работу [Л. 25], в которой применил вектор плотности светового потока и показал возможность расчета ортогональных проекций этого вектора методом однократного интегрирования по контуру излучающей поверхности. В 1925 г. А. А. Гершун доложил в Русском физико-химическом обществе о световом поле излучающих поверхностей равномерной и неравномерной яркости [Л. 26]. В 1928 г. А. А. Гершун и М. М. Гуревич [Л. 27] показали применимость векторных представлений для поля излучений тела, расположенного в пустоте. В 1931 г. Н. Г. Болдырев публикует работу о поле в рассеивающей среде

[1] Количественные закономерности любого поля излучений могут рассматриваться не только для эффективных величин, в частности световых, но также и для лучистых, причем все параметры, характеризующие поле однородных излучений, будут отличаться от параметров светового поля коэффициентом, постоянным для каждой частоты излучения,—спектральной чувствительностью глаза.

[Л. 28]. Наиболее детально вопросы светового поля были разработаны в монографии А. А. Гершуна „Световое поле" [Л. 29], вышедшей в 1936 г. В этой работе проф. А. А. Гершун определил вектор плотности потока и среднюю сферическую освещенность в функции яркости лучей, рассмотрел вопрос о стоках вектора плотности потока и разработал ряд примеров практики использования понятий световых линий и трубок. В последние годы теория светового поля находит все большее применение в практике светотехнических расчетов [Л. 30 и 31].

2-2. Тело распределения яркости

Из определения яркости пучка лучей (см. § 1-35) можно видеть, что яркость является функцией точки и направления. Следовательно, любую точку поля можно характеризовать бесчисленным количеством значений яркости. Яркость по любому направлению пространства легко определить непосредственным измерением, применяя метод зрительного сопоставления измеряемой яркости с эталонной или метод измерения освещенности в плоскости, перпендикулярной оси элементарного телесного угла, в пределах которого сосредоточен исследуемый излучатель [уравнение (1-102а)]. Распределение яркости по различным направлениям пространства относительно исследуемой точки светового поля можно изобразить графически. Для этой цели из исследуемой точки поля отложим в каждом направлении отрезки, равные в принятом масштабе значениям яркости пучка лучей в данном направлении пространства. Проведя через концы всех радиусов-векторов яркости некоторую замкнутую поверхность, получим пространственное тело, ограниченное этой замкнутой поверхностью. Полученное таким способом тело принято называть *телом распределения яркости.*

След сечения тела распределения яркости вертикальной плоскостью, проходящей через исследуемую точку, является *продольной кривой распределения яркости.* Сечение тела распределения яркости горизонтальной плоскостью дает *поперечную кривую яркости.* Чем ближе тело распределения яркости к шару с центром в исследуемой точке, т. е. чем меньше разнятся значения яркости по различным направлениям пространства, тем равномернее распределение потоков в исследуемом поле, тем менее заметны тени от непрозрачных предметов.

2-3. Интегральные характеристики поля

Практическая неприемлемость количественной оценки каждой точки поля не одной, а многими значениями какой-либо величины, например яркости, заставляет использовать некоторые *интегральные характеристики поля.* В качестве таких интегральных характеристик поля можно принять некоторую функцию точки и направления, определяемую распределением яркости в прост-

ранстве [Л. 32]:

$$C = \int\limits_{4\pi} B_{\vartheta,\beta} f(\vartheta) d^2\omega_{\vartheta,\beta} = \int\limits_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} \int\limits_{\beta=0}^{\beta=2\pi} B_{\vartheta,\beta} f(\vartheta) \sin\vartheta \, d\vartheta \, d\beta, \qquad (2\text{-}3)$$

где C — интегральная характеристика точки поля;
$B_{\vartheta,\beta}$ — яркость пространства в направлении ϑ, β (рис. 2-2);
$f(\vartheta)$ — функция направления, определяющая ценность[1] излучения в данном направлении;
$d^2\omega_{\vartheta,\beta} = \sin\vartheta d\vartheta d\beta$ — элементарный зональный телесный угол, в пределах которого определена яркость.

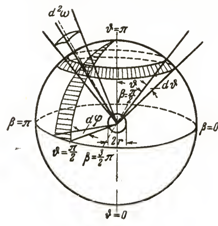


Рис. 2-2.

Функция $f(\vartheta)$ должна иметь тем большее значение в данном направлении ϑ, чем большей ценностью обладают световые лучи, направляемые из зоны ϑ пространства.

Приняв функцию направления $f(\vartheta) = k$ постоянной, т. е. излучения всех зон пространства равноценными, получим *среднюю сферическую освещенность*:

$$E_{4\pi} = k \int\limits_{4\pi} B_\vartheta \, d\omega = k \int\limits_{4\pi} dE_n, \qquad (2\text{-}4)$$

где $E_{4\pi}$ — средняя сферическая освещенность;
dE_n — освещенность плоскости, перпендикулярной оси элементарного телесного угла $d\omega$, создаваемая элементарным излучателем, заключенным в пределах этого телесного угла.

---

[1] Ценность излучения в данном направлении определяется мерой реакции приемника на излучения одинаковой яркости, поступающие в исследуемую точку из различных зон пространства $d^2\omega_{\vartheta,\beta}$.

Нетрудно видеть, что полученная нами интегральная характеристика должна быть пропорциональна средней плотности светового потока на сферической поверхности, так как только для сферы можно считать равноценными любые по направлению равнояркие излучения.

Пользуясь этим, примем *среднюю сферическую освещенность* численно равной средней плотности светового потока на поверхности сферы исчезающе малого радиуса с центром в исследуемой точке поля.

Это определение средней сферической освещенности позволяет найти ее значение для любого распределения яркости в пространстве.

Для этой цели выделим из всего пространства элементарный угол $d^2\omega$ по направлениям ϑ, β (рис. 2-2), имеющий вершину в исследуемой точке поля A, в которой расположена сфера с малым радиусом r. Поток, упавший на поверхность этой сферы от элементарного излучателя в пределах угла $d^2\omega$, определится как

$$d^2F_{\bigcirc} = d^2E_n \pi r^2 = \pi r^2 B_{\vartheta,\beta} d^2\omega.$$

Средняя сферическая освещенность, создаваемая в исследуемой точке поля элементарным излучателем, определится пределом отношения этого потока к площади сферы при радиусе сферы, стремящемся к нулю:

$$d^2E_{4\pi} = \lim_{r\to 0} \frac{d^2F_{\bigcirc}}{4\pi r^2} = \frac{B_{\vartheta,\beta} d^2\omega}{4} = \frac{d^2E_n}{4}.$$

Среднюю сферическую освещенность, создаваемую всеми излучателями поля, определим, интегрируя полученное выражение в пределах всего пространства, т. е. в пределах изменения угла ϑ от 0 до π и угла β от 0 до 2π:

$$E_{4\pi} = \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} d^2E_{4\pi} = 0{,}25 \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} \int_{\beta=0}^{\beta=2\pi} B_{\vartheta,\beta} \sin\vartheta \, d\vartheta \, d\beta =$$

$$= 0{,}25 \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} 2\pi B_{\vartheta} \sin\vartheta \, d\vartheta. \qquad (2\text{-}5)$$

Последнее преобразование приведенного уравнения правильно в том случае, если значения яркости одинаковы для любых значений угла β при постоянстве угла ϑ или если B_{ϑ} определяет среднее значение яркости для $\beta = \mathrm{var}$. Принимая во внимание возможность такого неравномерного распреде-

ления яркости в пространстве, в дальнейшем будем считать

$$B_\vartheta = \frac{B_{\vartheta_1} + B_{\vartheta_2} + \ldots + B_{\vartheta_n}}{n}.$$

Сопоставляя выражение (2-5) с уравнением (2-4), найдем значение постоянного коэффициента $K = 0,25$, так как

$$2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta = d\omega,$$

а интегрирование по зонам в пределах от $\vartheta = 0$ до $\vartheta = \pi$ соответствует интегрированию в пределах всего пространства, т. е. от $\omega = 0$ до $\omega = 4\pi$.

Следовательно,

$$E_{4\pi} = 0,25 \int_{4\pi} B_\vartheta \, d\omega = 0,25 \int_{4\pi} dE_n. \qquad (2\text{-}5а)$$

Средняя сферическая освещенность является одной из основных характеристик светового поля потому, что она определяет *объемную плотность световой энергии*[1] в исследуемой точке поля. Для доказательства этого ограничим некоторую часть объема пространства вокруг исследуемой точки замкнутой поверхностью S (рис. 2-3). Световой поток, упавший на любой элемент этой поверхности dS от элементарного излучателя, заключенного в пределах телесного угла $d\omega$, определится как

$$d^2F = dE_\vartheta dS = B_\vartheta \cos\vartheta \, d\omega \, dS,$$

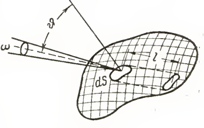


Рис. 2-3.

так как освещенность площадки dS, создаваемая пучком лучей, падающих под углом ϑ, будет равна:

$$dE_\vartheta = dE_n \cos\vartheta = B_\vartheta \cos\vartheta \, d\omega.$$

Поток d^2F будет пронизывать объем $dV = l\,dS\cos\vartheta$ по пути l в течение времени $t = \frac{l}{c}$*. Следовательно, в пределах этого объема в каждый данный момент будет заключена световая

[1] Объемную плотность лучистой энергии как одну из характеристик поля излучения ввел М. Планк в 1905 г. [Л. 33].

* Скорость распространения излучения в воздухе принимаем равной скорости в безвоздушном пространстве $c \approx 2,996 \cdot 10^8$ *м·сек*$^{-1}$.

энергия, равная

$$d^2W = fd^2F = \frac{l}{c} B_\vartheta \cos\vartheta \, d\omega \, dS = \frac{B_\vartheta \, d\omega \, dV}{c}.$$

Объемная плотность энергии в исследуемой точке поля, создаваемая элементарным излучателем в пределах телесного угла $d\omega$, определится отношением энергии d^2W к объему dV, в пределах которого она сосредоточена:

$$dw = \frac{d^2W}{dV} = \frac{1}{c} B_\vartheta \, d\omega.$$

Интегрируя полученное выражение в пределах всего пространства, получим полное значение объемной плотности энергии излучения:

$$w = \int_{4\pi} dw = \frac{1}{c} \int_{4\pi} B_\vartheta \, d\omega. \tag{2-6}$$

Из сопоставления уравнений (2-6) и (2-5а) можно видеть, что объемная плотность световой энергии в данной точке поля отличается от значения средней сферической освещенности лишь постоянным множителем

$$E_{4\pi} = 0{,}25cw. \tag{2-7}$$

Вследствие того, что средняя сферическая освещенность пропорциональна объемной плотности световой энергии, эта интегральная характеристика определяет общую насыщенность светом пространства в исследуемой точке поля, являясь величиной, пропорциональной средней из всех значений яркости по всем направлениям для данной точки пространства:

$$E_{4\pi} = \pi B_{4\pi}, \tag{2-8}$$

где $B_{4\pi} = \dfrac{\int_{4\pi} B_\vartheta \, dw}{4\pi}$ — среднее сферическое значение яркости окружающего пространства.

Вследствие ничтожной величины объемной плотности световой энергии[1] в практических условиях удобнее пользоваться средней сферической освещенностью. В качестве единицы средней сферической освещенности принято такое ее значение, при котором средняя плотность светового потока по поверхности сферы исчезающе малого радиуса равна 1 *лм*$\cdot$*м*$^{-2}$.

---

[1] Объемная плотность световой энергии очень мала из-за очень большого значения скорости света. Так, например, в поле прямого солнечного излучения объемная плотность энергии не превышает $1 \cdot 10^{-4}$ *лм* $\cdot$ *сек*$\cdot$*м*$^{-3}$.

Эту единицу принято называть *пространственным люксом* (*плк*). Нетрудно убедиться, что средняя сферическая освещенность является скалярной функцией только точки поля и не зависит от направления.

В светотехнической практике рекомендуется применять среднюю сферическую освещенность во всех случаях, когда приходится иметь дело со сложными по конфигурации объемными приемниками, например облучаемыми растениями или животными, или когда направление оси приемника не фиксировано и может быть любым, а также во всех случаях, когда требуется знать объемную плотность энергии (поле в рассеивающих и поглощающих средах).

В тех случаях, когда световые излучения поступают в исследуемую точку пространства только лишь из одной полусферы вследствие экранирования исследуемой точки протяженной плоскостью, в качестве интегральной характеристики поля принимают *среднюю полусферическую освещенность*, определяемую средней плотностью светового потока на полусфере исчезающе малого радиуса, расположенной в исследуемой точке поля.

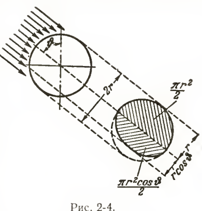


Рис. 2-4.

Для определения функции направления $f(\vartheta)$ в этом случае рассмотрим выражение средней плотности светового потока по поверхности полусферы. Поток, упавший под углом ϑ на поверхность полусферы от элементарного излучателя (рис. 2-4), определится как

$$dF_{\Omega} = dE_n S'_{\Omega} = B_{\vartheta} S'_{\Omega} d\omega,$$

где $dE_n = B_{\vartheta} d\omega$ — нормальная освещенность, создаваемая элементарным излучателем, заключенным в пределах телесного угла $d\omega$;

S'_{Ω} — площадь проекции поверхности полусферы на плоскость, перпендикулярную падающему пучку лучей.

Из рис 2-4 можно видеть, что проекция полусферы определится как

$$S'_{\Omega} = \frac{\pi r^2}{2} + \frac{\pi r^2 \cos\vartheta}{2} = \frac{\pi r^2}{2}(1 + \cos\vartheta).$$

Следовательно, световой поток, упавший на поверхность полусферы, будет равен:

$$dF_{\Omega} = \frac{\pi r^2}{2} B_{\vartheta} (1 + \cos \vartheta) \, d\omega,$$

а средняя плотность светового потока на поверхности полусферы определится делением полученного выражения на площадь поверхности полусферы:

$$dE_{2\pi} = \frac{dF_{\Omega}}{S_{\Omega}} = \frac{B_{\vartheta}}{4} (1 + \cos \vartheta) \, d\omega.$$

Интегрируя полученное уравнение в пределах всего пространства, получим выражение полусферической освещенности в любой точке поля:

$$E_{2\pi} = 0{,}25 \int_{4\pi} B_{\vartheta} (1 + \cos \vartheta) \, d\omega. \qquad (2\text{-}9)$$

Сопоставляя уравнения (2-3) и (2-9), видим, что для полусферической освещенности функция ценности излучения

$$f(\vartheta) = \frac{1 + \cos \vartheta}{4}.$$

Общий вид уравнения средней полусферической освещенности [уравнение (2-9)] можно несколько преобразовать:

$$E_{2\pi} = 0{,}25 \int_{4\pi} B_{\vartheta} d\omega + 0{,}25 \int_{4\pi} B_{\vartheta} \cos \vartheta d\omega = E_{4\pi} + 0{,}25E, \qquad (2\text{-}9\text{a})$$

где $E_{4\pi}$ — средняя сферическая освещенность в исследуемой точке поля;

E — освещенность плоскости основания полусферы.

Среднюю полусферическую освещенность рекомендуется применять в тех случаях, когда необходимо анализировать условия освещения или облучения рельефных деталей, расположенных на большой плоскости, например скульптурных барельефов, дефектов на полотне готовой материи (ткацкий станок) и многих других рельефных диффузных деталей (различение производственных операций).

В некоторых случаях анализ поля можно ограничить исследованием распределения потока по освещаемой или облучаемой плоскости. К числу таких случаев относятся все установки освещения или облучения плоских объектов, расположенных в плоскости фона (освещение читальных залов, картинных галерей, помещений административного назначения, сушка плоских крашеных металлических листов, облучение плоской люминесцентной живописи и пр.).

Вполне ясно, что анализ поля во всех указанных примерах может ограничиваться лишь исследованием распределения освещенности (плотности облучения) различных участков освещаемой (облучаемой) плоскости.

Как известно, освещенность плоскости с заданной ориентацией в пространстве определяется как

$$E_\vartheta = \int_{2\pi} dE_n \cos\vartheta = \int_{2\pi} B_\vartheta \cos\vartheta \, d\omega. \qquad (2\text{-}10)$$

Сопоставляя уравнения (2-10) и (2-3), можно видеть, что функция направления для освещенности плоскости будет равна косинусу угла ϑ между заданным направлением и нормалью к плоскости для зон пространства $\vartheta \leqslant \frac{\pi}{2}$. Для зон $\vartheta > \frac{\pi}{2}$ значение функции направления будет равно нулю, так как лучи, идущие из нижнего полупространства, не могут создавать освещенность на верхней стороне исследуемой плоскости.

Вследствие наибольшей простоты расчета освещенности на плоскости ее принимают основной характеристикой при нормировании и проектировании осветительных установок.

Сопоставляя уравнения (2-5), (2-9) и (2-10), можно сделать следующие выводы:

а) Наряду с тем, что средняя сферическая освещенность является функцией точки поля с заданным распределением яркости, средняя полусферическая освещенность и освещенность плоскости являются функциями не только точки, но и направления (нормаль к основанию полусферы или освещаемой плоскости).

б) Соотношения значений горизонтальной, средней сферической и средней полусферической освещенностей определяются функцией распределения яркости в пространстве.

2-4. Градиент средней сферической освещенности

В любом световом поле имеет место совокупность точек, для которых принятая интегральная характеристика будет одинаковой. Соединяя точки с равными значениями характеристики, получим поверхность, в любой точке которой физический процесс, определяемый принятой характеристикой, будет протекать одинаково. Такие поверхности принято называть *поверхностями уровня*.

Форма поверхностей уровня определяется структурой поля. Так, например, для точечного излучателя с одинаковой силой света по всем направлениям поверхностями уровня средней сферической освещенности являются концентрические сферические поверхности, а для бесконечно длинных равноярких цилиндров — коаксиальные цилиндры.

На рис. 2-5 приведены следы сечения поверхностей уровня средней сферической освещенности в поле двух точечных излучателей одинаковой силы света.

Если при построении графиков $E_{4\pi} = \text{const}$ принято условие $\Delta E_{4\pi} = \text{const}$ для каждой пары смежных эквипотенциалей, то густота их расположения будет характеризовать величину *градиента средней сферической освещенности.*

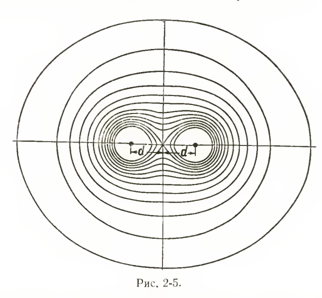


Рис. 2-5.

Как известно, градиент любой скалярной функции является вектором, определяющим максимальное значение скорости изменения функции в пространстве поля. Величина градиента средней сферической освещенности в какой-либо точке A, согласно этому определению, будет равна:

$$|\operatorname{grad} E_{4\pi}| = \lim_{\Delta l \to 0} \frac{\Delta E_{4\pi}}{\Delta l} = \frac{dE_{4\pi}}{dl}. \qquad (2\text{-}11)$$

$\operatorname{grad} E_{4\pi}$ направлен по нормали к поверхности уровня средней сферической освещенности в исследуемой точке поля в сторону возрастания исследуемой функции. Таким образом, градиент средней сферической освещенности определится полной производной функции $E_{4\pi}(x, y, z)$ по переменному расстоянию l_n в направлении нормали к поверхности уровня:

$$\frac{dE_{4\pi}}{dl_n} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dl_n} + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dl_n} + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dl_n}, \qquad (2\text{-}12)$$

где $\frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x}$; $\frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y}$; $\frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z}$ — частные производные функции,

$\frac{dx}{dl_n}$; $\frac{dy}{dl_n}$; $\frac{dz}{dl_n}$ — направляющие косинусы.

Следовательно,

$$\frac{dE_{4\pi}}{dl_n} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x}\cos(X, n) + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y}\cos(Y, n) + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z}\cos(Z, n). \qquad (2\text{-}12а)$$

Градиент средней сферической освещенности в любой точке поля определится как

$$\operatorname{grad} E_{4\pi} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y}\vec{i} + \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z}\vec{k}. \qquad (2\text{-}13)$$

В равномерном световом поле, где $E_{4\pi} = \mathrm{const}$, градиент средней сферической освещенности равен нулю, так как

$$\frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z} = 0.$$

Проекция градиента средней сферической освещенности на какое-либо направление N определяет скорость изменения функции $E_{4\pi}(x, y, z)$ в этом направлении:

$$\frac{dE_{4\pi}}{dN} = \operatorname{grad}_N E_{4\pi} = |\operatorname{grad} E_{4\pi}|\cos(N, n). \qquad (2\text{-}14)$$

Следовательно, скорости изменения функции $E_{4\pi}$ параллельно осям координат определятся как

$$\operatorname{grad}_X E_{4\pi} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial x}; \quad \operatorname{grad}_Y E_{4\pi} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial y}; \quad \operatorname{grad}_Z E_{4\pi} = \frac{\partial E_{4\pi}}{\partial z}. \qquad (2\text{-}14а)$$

Таким образом, в каждой точке скалярного поля, например поля средней сферической освещенности, имеется вектор — градиент поля, который образует векторное поле градиента исследуемой скалярной функции.

Вполне понятно, что векторное поле градиента существует не только для средней сферической освещенности, но также для любой другой скалярной функции точки светового поля.

Нетрудно убедиться в том, что градиент средней сферической освещенности зависит от распределения яркости в пространстве. Так, например, для поля одного точечного источника света градиент функции $E_{4\pi}(x, y, z)$ определится как

$$\operatorname{grad} E_{4\pi} = \frac{dE_{4\pi}}{dl}\vec{l^0} = -0{,}5\frac{I}{l^3}\vec{l^0}, \qquad (2\text{-}15)$$

где $\vec{l^0}$ — единичный вектор радиального направления.

Следует отметить, что в поле одного точечного источника света (большой $\mathrm{grad}\,E_{4\pi}$) имеют место резкие и глубокие тени[1] от рельефных предметов, а в равномерном поле ($\mathrm{grad}\,E_{4\pi}=0$) тени полностью отсутствуют.

Это качественное соответствие между глубиной и резкостью теней и величиной градиента средней сферической освещенности позволяет использовать его для оценки тенеобразующих свойств светового поля. Впервые градиент средней сферической освещенности использован для оценки тенеобразующих свойств В. Арндтом [Л. 34].

2-5. Световой вектор

В поле оптических излучений как поле электромагнитных колебаний с длинами волн от $\lambda=0{,}01$ *мк* до $\lambda=0{,}34$ *мк* происходит непрерывный перенос энергии. Плотность потока энергии в плоскости, перпендикулярной распространению волны, определяется произведением значений напряженности электрической и магнитной составляющих поля [см. уравнение (1-9)]:

$$P=\mathcal{E}\mathcal{H}.$$

Для определения не только величины, но и направления распространения потока энергии поля принято пользоваться вектором плотности потока электромагнитной энергии.

Впервые понятия о переносе энергии в поле упругих колебаний и о векторе, характеризующем этот перенос, были сформулированы в 1874 г. проф. Н. А. Умовым (1846—1915) в его диссертационной работе «Уравнения движения энергии в телах» [Л. 35]. В этой блестящей работе было дано понятие о приросте (поглощении) энергии в единицу времени в некотором объеме как о полном потоке энергии через замкнутую поверхность, ограничивающую исследуемый объем. Лишь только через 10 лет (в 1884 г.) вектор Умова был применен Д. Пойнтингом, а одновременно с ним и независимо от него О. Хевисайдом к электромагнитному полю.

Вектор Умова — Пойнтинга, определяемый векторным произведением векторов напряженности электрической и магнитной составляющих поля,

$$\vec{P}=[\vec{\mathcal{E}}\vec{\mathcal{H}}] \qquad (2\text{-}16)$$

характеризует мгновенное значение потока энергии электромагнитного поля через контур единичной площади в плоскости, пер-

[1] Резкость тени принято характеризовать скоростью изменения освещенности в зоне перехода от освещенного участка поверхности к затененному (зона полутени), а глубину тени—отношением разности освещенности в тени и в соседнем незатененном участке освещаемой поверхности к освещенности незатененного участка.

пендикулярной направлению переноса энергии. Проекция этого вектора на любое направление определяет мгновенное значение плотности потока энергии поля в плоскости, перпендикулярной заданному направлению.

Из определения вектора Умова — Пойнтинга можно видеть возможность применения его для характеристики плотностей лучистого потока и направления переноса лучистой энергии в поле оптических излучений. Однако световое поле, перенос энергии в котором определяется за конечные промежутки времени, принято характеризовать усредненными по времени характеристиками, не учитывающими дискретность излучения и распределения по времени импульсов каждого элементарного акта излучения.

Следовательно, вектор Умова — Пойнтинга в условиях светового поля должен быть заменен некоторым усредненным по времени значением потока энергии через единицу площади. Таким усредненным, макроскопическим по времени, значением вектора Умова — Пойнтинга в поле оптических излучений может служить вектор плотности светового (лучистого) потока. Этот вектор по предложению А. А. Гершуна принято называть *световым вектором* (вектором плотности светового потока). Таким образом, световой вектор является вектором, определяющим в любой точке поля величину и направление переноса световой энергии в единицу времени через единицу площади, перпендикулярной направлению переноса, т. е. разность значений плотности светового потока с двух сторон плоскости, перпендикулярной распространению излучения. Поток этого вектора через элементарный участок поверхности dS определится, как известно из векторного анализа, скалярным произведением светового вектора $\vec{\varepsilon}$ на вектор поверхности $\vec{dS}$ (рис. 2-6):

$$d\Phi = \vec{\varepsilon}\,\vec{dS} = |\vec{\varepsilon}|\cos\vartheta\, dS = \varepsilon_N dS, \tag{2-17}$$

где $d\Phi$ — поток светового вектора через элементарный участок поверхности;

ε_N — проекция светового вектора на нормаль к элементу поверхности dS;

ϑ — угол между направлением вектора $\vec{\varepsilon}$ и нормалью к поверхности dS.

Принимая направление вектора $\vec{dS}$ по внешней нормали к исследуемой поверхности, получим угол $\vartheta < \frac{\pi}{2}$ для всех излучений, направленных на внутреннюю сторону элемента поверхности dS. Следовательно, произведение $\varepsilon_N dS$ будет положительным для всех потоков, пронизывающих исследуемую поверхность с внутренней стороны. Нетрудно также убе-

диться в том, что для всех излучений, падающих на внешнюю сторону поверхности dS, произведение $\varepsilon_N dS$ будет отрицательным, так как $\vartheta > \frac{\pi}{2}$. Этот анализ позволяет установить, что скалярное произведение светового вектора на вектор элемента поверхности численно равно разности световых потоков, падающих на исследуемый элементарный участок поверхности[1] с внутренней и наружной ее сторон (рис. 2-6):

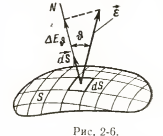


Рис. 2-6.

$$dF_\vartheta - dF_{\pi-\vartheta} = \vec{\varepsilon}\, d\vec{S} = \\ = \varepsilon_N dS = \varepsilon \cos \vartheta dS, \qquad (2\text{-}17а)$$

где dF_ϑ и $dF_{\pi-\vartheta}$ — световые потоки, падающие на обе стороны исследуемого элемента поверхности.

Анализ полученных уравнений (2-17) и (2-17а) позволяет сделать следующие выводы:

1. Поток светового вектора $\vec{\varepsilon}$ через любую поверхность S численно равен разности световых потоков, падающих на одну и другую стороны этой поверхности:

$$\Phi = F_\vartheta - F_{\pi-\vartheta} = \iint_S \vec{\varepsilon}\, d\vec{S} = \iint_S \varepsilon_N dS. \qquad (2\text{-}18)$$

2. Проекция светового вектора на любое направление определяет разность освещенности двух сторон площадки dS, на нормаль которой взята проекция вектора (рис. 2-6):

$$\varepsilon_N = \varepsilon \cos \vartheta = E_\vartheta - E_{\pi-\vartheta} = \Delta E_\vartheta. \qquad (2\text{-}19)$$

3. Максимальная разность значений освещенности двух сторон площадки dS, расположенной в исследуемой точке поля, имеет место при расположении ее перпендикулярно направлению светового вектора. Эта разность освещенности численно равна величине светового вектора:

$$|\vec{\varepsilon}| = (\Delta E_\vartheta)_m. \qquad (2\text{-}19а)$$

Из второго вывода следует, что в тех случаях, когда все источники излучения расположены по одну сторону освещае-

[1] Исследуемую поверхность будем считать геометрической, показывая этим, что она не обладает никакими физическими свойствами, т. е. что наличие или отсутствие этой поверхности не отражается на световом поле.

мой поверхности, проекция светового вектора на нормаль к элементу этой поверхности равна ее освещенности.

Из всего изложенного ясно, что величина светового вектора в любой точке поля, создаваемого некоторым элементарным излучателем, равна нормальной освещенности в исследуемой точке поля, а направление вектора определится направлением излучения в исследуемую точку поля:

$$\vec{d\varepsilon} = \vec{l}^0 dE_n = B_\vartheta \vec{d\omega}, \tag{2-20}$$

где $\vec{l^0}$ — единичный вектор направления излучения;

B_ϑ — яркость пространства по исследуемому направлению;

$\vec{d\omega}$ — вектор элементарного телесного угла $d\omega$, в пределах которого заключен элементарный излучающий объем, создающий световое поле.

Как известно, величина вектора элементарного телесного угла $\vec{d\omega}$ численно равна телесному углу $d\omega$, а направление вектора совпадает с осью элементарного телесного угла. Условимся в дальнейшем считать, что вектор телесного угла ориентирован по направлению излучения (рис. 2-7):

$$\vec{d\omega} = \vec{l}^0 \frac{dS}{l^2} \cos\delta, \tag{2-21}$$

где δ — угол между направлением внешней нормали к элементу dS и вектором $\vec{d\omega}$.

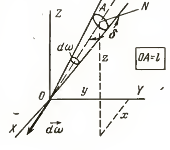


Рис. 2-7.

Вектор телесного угла[1], опирающегося на излучатель конечных размеров, определится интегрированием полученного выражения по поверхности излучателя:

$$\vec{\omega} = \int\limits_S \vec{l}_i^0 \frac{\cos\delta_i}{l_i^2} dS = \int\limits_S \frac{\cos\delta_i}{l_i^3} (x_i \vec{i} + y_i \vec{j} + z_i \vec{k})\, dS, \tag{2-21a}$$

так как единичные векторы направления элементарных участков определятся для каждой i точки излучателя равенством

$$\vec{l}_i^0 = \frac{1}{l_i} (x_i \vec{i} + y_i \vec{j} + z_i \vec{k}),$$

где x_i, y_i и z_i — координаты i-той точки поверхности излучателя.

---

[1] Понятие вектора телесного угла впервые было введено проф. А. А. Гершуном [Л. 26].

При наличии в пространстве произвольного распределения яркости световой вектор в какой-либо точке поля определится векторным интегралом элементарного значения светового вектора в пределах всего пространства вокруг исследуемой точки поля:

$$\vec{\varepsilon} = \int_{4\pi} d\vec{\varepsilon} = \int_{4\pi} \vec{i}_n^0 d E_n = \int_{4\pi} B_\vartheta \vec{d\omega}. \qquad (2\text{-}22)$$

Сопоставляя полученное уравнение (2-22) с уравнением (2-5), определяющим среднюю сферическую освещенность, можно видеть, что световой вектор определяется векторной суммой нормальных значений освещенности, а средняя сферическая освещенность — арифметической суммой тех же величин.

Доказать наличие светового вектора в любой точке светового поля проще всего для поля в непоглощающей среде (вакуум, воздух). Взяв в таком поле произвольно расположенную точку A (x, y, z), отложим бесконечно малые приращения всех трех координат: dx, dy, dz (рис. 2-8). Через каждые три из полученных четырех точек A (x, y, z), A_1 $(x + dx, y, z)$ $A_2 (x, y + dy, z)$ и A_3 $(x, y, z + dz)$ проведем плоскости, три из которых будут параллельны координатным плоскостям, а четвертая, проходящая через точки A_1, A_2 и A_3, ориентирована в пространстве нормалью N. Все четыре элементарных участка плоскостей образуют бесконечно малый тетраэдр. Обозначим площади граней этого тетраэдра через dS_X, dS_Y, dS_Z и dS_N, а значения освещенности каждой грани E_X, E_Y, E_Z и E_N. Для того чтобы различить значения освещенности каждой стороны грани, условимся брать индекс с плюсом, например E_{+X}, $E_{+Y}, \ldots$, для сторон, обращенных к началу координат, и с минусом, например E_{-X}, $E_{-Y}, \ldots$ — для противоположных сторон.

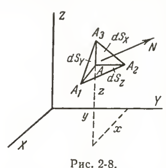


Рис. 2-8.

Световой поток, входящий внутрь тетраэдра, $dF_{вх}$ и поток, выходящий из него, $dF_{вых}$ определяются суммой потоков, входящих и выходящих через отдельные грани:

$$dF_{вх} = E_{+X} dS_X + E_{+Y} dS_Y + E_{+Z} dS_Z + E_{-N} dS_N;$$
$$dF_{вых} = E_{-X} dS_X + E_{-Y} dS_Y + E_{-Z} dS_Z + E_{+N} dS_N.$$

При отсутствии потерь потока в среде потоки, входящие в тетраэдр и выходящие из него, равны. Принимая во внимание также, что каждая из граней, параллельных координатной плоскости, является ортогональной проекцией грани dS_N, можем написать следующие равенства:

$$(E_{+X} - E_{-X}) \frac{dS_X}{dS_N} + (E_{+Y} - E_{-Y}) \frac{dS_Y}{dS_N} +$$
$$+ (E_{+Z} - E_{-Z}) \frac{dS_Z}{dS_N} = (E_{+N} - E_{-N}),$$

или

$$\Delta E_X \cos(X, N) + \Delta E_Y \cos(Y, N) + \Delta E_Z \cos(Z, N) = \Delta E_N, \qquad (2\text{-}23)$$

где ΔE_X, ΔE_Y, ΔE_Z и ΔE_N — разности освещенности двух сторон каждой грани тетраэдра.

Рассматривая значения разностей освещенности двух сторон трех взаимно перпендикулярных граней как ортогональные проекции некоторого вектора, определим его по правилу векторного суммирования:

$$\vec{\varepsilon} = \Delta E_X \vec{i} + \Delta E_Y \vec{j} + \Delta E_Z \vec{k}.$$

Следовательно, уравнение (2-23) можно написать в таком виде:

$$\varepsilon\,[\cos(X, \vec{\varepsilon}) \cos(X, N) + \cos(Y, \vec{\varepsilon}) \cos(Y, N) + \cos(Z, \vec{\varepsilon}) \cos(Z, N)] = \Delta E_N,$$

так как

$$\cos(X, \vec{\varepsilon}) = \frac{\Delta E_X}{\varepsilon};\ \cos(Y, \vec{\varepsilon}) = \frac{\Delta E_Y}{\varepsilon};\ \cos(Z, \vec{\varepsilon}) = \frac{\Delta E_Z}{\varepsilon}.$$

Для преобразования полученного уравнения воспользуемся известным из курса аналитической геометрии равенством:

$$\cos(\vec{\varepsilon}, N) = \cos(X, \vec{\varepsilon}) \cos(X, N) +$$

$$+ \cos(Y, \vec{\varepsilon}) \cos(Y, N) + \cos(Z, \vec{\varepsilon}) \cos(Z, N).$$

При этом получим окончательное равенство, доказывающее наличие в произвольно выбранной точке поля светового вектора $\vec{\varepsilon}$, проекция которого на произвольное направление N определяет разность освещенности двух сторон элемента поверхности, перпендикулярного этому направлению [см. уравнение (2-19)]:

$$\varepsilon \cos(N, \vec{\varepsilon}) = \Delta E_N. \qquad (2\text{-}23а)$$

2-6. Световые линии и световые трубки

Для графического изображения любого векторного поля, в частности светового поля, принято пользоваться *векторными* (*силовыми*) *линиями*, представляющими собой кривые линии, в каждой точке которых касательная совпадает с направлением вектора в этой же точке поля (рис. 2-9).

Векторные линии светового поля принято называть *световыми линиями*. Физический смысл световых линий заключается в том, что плоскость, касательная к световой линии в любой точке этой линии, обладает одинаковой освещенностью с каждой стороны.

Это свойство световой линии следует из того, что любая плоскость, в которой расположен световой вектор, одинаково освещена с каждой стороны в той точке поля, в которой определен световой вектор, так как проекция светового вектора на нормаль этой плоскости равна нулю. Из этого правила следует, что поверхность, проходящая через совокупность световых линий, также должна иметь одинаковую освещенность с каждой стороны.

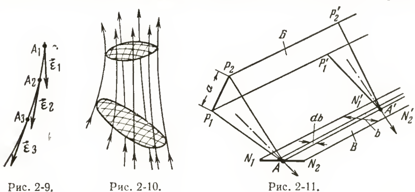


Рис. 2-9. Рис. 2-10. Рис. 2-11.

Следовательно, поверхность, проведенная через семейство световых линий, пересекающих замкнутый контур (рис. 2-10), выделяет из всего пространства некоторую трубку, в пределах которой световой поток, пронизывающий любое сечение этой трубки, в непоглощающей среде неизменен. Часть пространства, ограниченного поверхностью, представляющей собой геометрическое место световых линий, пересекающих замкнутый контур, принято называть *световой трубкой.*

Для обеспечения большей наглядности графического изображения светового поля принято наносить световые линии, ограничивающие световые трубки с равными световыми потоками. При таком изображении поля плотность световых линий будет максимальной в тех зонах, где модуль светового вектора будет иметь наибольшее значение. Наоборот, чем меньшая плотность расположения световых линий, тем меньше модуль светового вектора. Пользуясь этим правилом, возможно решать графически некоторые достаточно сложные задачи. Так, например, расчет светового потока с бесконечно длинной светящей равнояркой полосы *Б* на вторую полосу *В* с осью, параллельной оси светящей полосы (рис. 2-11), решается очень просто путем нанесения световых линий поля светящей полосы на поперечное сечение полос *Б* и *В*. Пучок лучей от равнояркой светящей полосы к любому бесконечно узкому участку освещаемой полосы обладает симметрией относительно биссектрисы угла P_1AP_2, характеризующего двугранный угол исследуемого пучка лучей. Вследствие

симметрии пучка относительно биссектрисы следует признать плоскость биссектрис за плоскость расположения световых векторов в точках $A,\ldots,A'$, а линию любой биссектрисы — за направление светового вектора в точках $A,\ldots,A'$, так как плоскость, проходящая через биссектрисы, имеет в этих точках одинаковую освещенность с каждой стороны. Следовательно, световая линия, проходящая через любую точку поля, должна обладать тем свойством, что касательная к ней в любой ее точке должна делить угол светового пучка P_1AP_2 на две равные половины. Этому условию удовлетворяет гипербола с фокусами, расположенными в точках P_1 и P_2 (рис. 2-12). Таким образом, световые линии в плоскости, перпендикулярной осям полос $Б$ и $В$, будут семейством софокусных гипербол. Пользуясь этим правилом, проведем через точки N_1 и N_2 гиперболы с фокусами в точках P_1 и P_2. Эти гиперболы пересекают след светящей плоскости в точках n_1 и n_2, отстоящих от оси полосы на a_1 и a_2 (рис. 2-12).

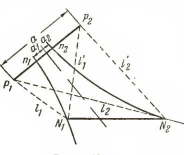


Рис. 2-12.

Световая трубка, охватывающая освещаемую полосу $В$, будет ограничена поверхностями двух софокусных гиперболических цилиндров n_1N_1 и n_2N_2. Исходя из условия равенства светового потока в любом сечении световой трубки, следует считать поток, излучаемый частью светящей полосы с шириной $a_1 + a_2$, равным потоку, упавшему на освещаемую полосу. Следовательно, поток, попавший на полосу $В$ от равнояркой светящей полосы $Б$, будет равен потоку, излучаемому частью полосы шириной $a_1 + a_2$*:

$$F_{БВ} = F_{Б} \frac{a_1 \pm a_2}{a}, \tag{2-24}$$

где $F_Б$ и $F_{БВ}$ — полный поток светящей полосы и поток, упавший на полосу $В$.

Пользуясь известными свойствами гиперболы, можно осуществить расчет потока $F_{БВ}$, не прибегая к построению световых линий. Для этой цели заменим $2a_1 = l'_1 - l_1$ и $2a_2$ через $l'_2 - l_2$.

* Знак плюс в уравнении (2-24) следует принимать, когда a_1 и a_2 лежат в разных половинах светящей полосы.

В результате этой замены получим (рис. 2-12):

$$F_{БВ} = F_{Б} \frac{(l_1' - l_1) - (l_2' - l_2)}{2a} \qquad (2\text{-}24а)$$

2-7. Дивергенция светового вектора

Согласно уравнению (2-18) поток светового вектора через некоторую поверхность, определяемый разностью световых потоков с двух сторон этой поверхности, равен интегралу по исследуемой поверхности от скалярного произведения светового вектора на вектор элемента поверхности. Особый интерес представляет исследование этого уравнения для случая замкнутой поверхности:

$$\Phi_{\bigcirc} = \Delta F_S = \oint_S \vec{\varepsilon} d\vec{S} = \oint_S \varepsilon_N \, dS. \qquad (2\text{-}25)$$

Согласно уравнению (2-19) поток светового вектора через замкнутую поверхность определится разностью световых потоков, входящих и выходящих из объема, ограниченного исследуемой замкнутой поверхностью. Эта разность световых потоков равна поглощаемому или излучаемому световому потоку в исследуемом объеме. Если поток светового вектора через замкнутую поверхность положителен, т. е. положительна разность световых потоков, пронизывающих эту поверхность, то внутри объема, ограниченного замкнутой поверхностью, происходит возникновение лучистой энергии. Наоборот, при отрицательном значении потока светового вектора в исследуемом объеме происходит поглощение энергии.

Для исследования закономерностей возникновения и поглощения светового потока удобно пользоваться *дивергенцией светового вектора,* определяющей объемную плотность поглощения (излучения) светового потока в исследуемой точке светового поля.

Предположим, что объем пространства, ограниченного замкнутой поверхностью, равен ΔV; тогда удельное поглощение (излучение) светового потока по исследуемому объему будет равно:

$$\frac{\oint_S \varepsilon_N \, dS}{\Delta V}.$$

Предел этого отношения при объеме ΔV, стремящемся к нулю, называется дивергенцией светового вектора:

$$\operatorname{div} \vec{\varepsilon} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\oint_S \varepsilon_N \, dS}{\Delta V}. \qquad (2\text{-}26)$$

Из анализа уравнения (2-26), определяющего величину дивергенции светового вектора, можно сделать следующие выводы: а) дивергенция светового вектора является скалярной величиной; б) дивергенция светового вектора равна нулю в тех случаях, когда в исследуемой точке светового поля нет поглощения и излучения светового потока. Световые поля, в каждой точке которых дивергенция вектора равна нулю, принято называть *соленоидальными полями*.

Соленоидальными световыми полями являются поля в безвоздушном пространстве в зоне отсутствия источников излучения. В тех точках поля, в которых $\operatorname{div}\vec{\varepsilon} > 0$, начинаются световые линии; следовательно, в этих точках находятся источники излучения. В точках, где $\operatorname{div}\vec{\varepsilon} < 0$, кончаются световые линии; следовательно, в этих зонах поля происходит поглощение светового потока. Вполне понятно, что численное значение дивергенции светового вектора характеризует мощность (интенсивность) источников или стоков излучения. В физике принято определять мощность источников величиной, пропорциональной дивергенции светового вектора $\left(\frac{1}{4\pi}\operatorname{div}\vec{\varepsilon}\right)$. Нетрудно видеть, что применительно к световому полю такое определение мощности источника соответствует понятию средней сферической силы света источника:

$$I_{4\pi} = \frac{\Delta F_S}{4\pi} = \frac{1}{4\pi}\operatorname{div}\vec{\varepsilon}. \qquad (2\text{-}27)$$

Согласно известной теореме Остроградского-Гаусса световой поток через замкнутую поверхность S равняется интегралу от дивергенции светового вектора, взятому по объему V, ограниченному этой же замкнутой поверхностью S:

$$\oint_S \vec{\varepsilon}\, dS = \iiint_V \operatorname{div}\vec{\varepsilon}\, dV = \oint_S \varepsilon_N dS. \qquad (2\text{-}28)$$

Принимая во внимание, что дивергенция светового вектора определяет объемную плотность излучения или поглощения светового потока, уравнение Остроградского-Гаусса (2-28) можно рассматривать как закон сохранения энергии, согласно которому поток светового вектора через замкнутую поверхность S равен световому потоку, возникающему или поглощаемому внутри объема V, ограниченного той же поверхностью S.

Дивергенцию светового вектора удобнее всего определять через ее составляющие в прямоугольных координатах. Для этой цели составим уравнение баланса световых потоков для элементарного объема в виде прямоугольного параллелепипеда с гранями, параллельными координатным плоскостям (фиг. 2-13). Ис-

следуемый элементарный параллелепипед построен на приращениях координат (dx, dy, dz) произвольно выбранной точки $O(x, y, z)$. Построенный таким образом параллелепипед будет иметь объем $d^3V = dx\,dy\,dz$. Плотность потока светового вектора на каждой грани параллелепипеда будет определяться ортогональными проекциями светового вектора, так как все грани параллелепипеда по условиям построения перпендикулярны соответствующим осям координат.

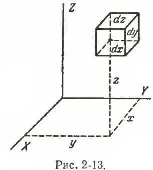


Рис. 2-13.

При определении проекций светового вектора следует учитывать возможные изменения величины и направления вектора при смещении исследуемой точки поля на величины, равные размерам параллелепипеда dx, dy, dz. Так, например, плотность потока на грани $d^2S_X = dy\,dz$, проходящей через точку O, будет ε_X, а на грани, параллельной и смещенной на dx, плотность потока будет равна $\varepsilon_X + d\varepsilon_X$.

Изменение проекции светового вектора от одной грани до второй, противоположной первой, в этом случае будет равно

$$d\varepsilon_X = \frac{\partial \varepsilon_X}{\partial x}\,dx,$$

где $\frac{\partial \varepsilon_X}{\partial x}$ — частная производная от ε_X по x, определяющая изменение величины ε_X при смещении точки по оси X на $\Delta x = 1$.

Следовательно, поток светового вектора, пронизывающий переднюю грань, больше потока, пронизывающего заднюю грань, на

$$d^3\Phi_X = d\varepsilon_X d^2S_X = \frac{\partial \varepsilon_X}{\partial x}\,dx\,dy\,dz. \tag{2-29а}$$

Аналогично можем написать изменение потока вектора на пути dy и dz:

$$d^3\Phi_Y = d\varepsilon_Y d^2S_Y = \frac{\partial \varepsilon_Y}{\partial y}\,dy\,dx\,dz; \tag{2-29б}$$

$$d^3\Phi_Z = d\varepsilon_Z d^2S_Z = \frac{\partial \varepsilon_Z}{\partial z}\,dz\,dx\,dy. \tag{2-29в}$$

Суммируя полученные изменения потоков, получим полное изменение потока вектора внутри элементарного параллелепи-

педа:

$$d^3\Phi = d^3(\Delta F) = \frac{\partial \varepsilon_X}{\partial x} dx\,dy\,dz + \frac{\partial \varepsilon_Y}{\partial y} dy\,dx\,dz +$$

$$+ \frac{\partial \varepsilon_Z}{\partial z} dz\,dx\,dy = \left(\frac{\partial \varepsilon_X}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_Y}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_Z}{\partial z}\right) d^3V.$$

Следовательно,

$$\operatorname{div} \vec{\varepsilon} = \frac{\partial \varepsilon_X}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_Y}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_Z}{\partial z}. \qquad (2\text{-}30)$$

В общем случае для поля в излучающей и поглощающей среде дивергенция светового вектора в любой точке поля равна алгебраической сумме объемных плотностей излучения и поглощения:

$$\frac{\partial \varepsilon_X}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_Y}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_Z}{\partial z} = \varphi_u - \varphi_n, \qquad (2\text{-}31)$$

где φ_u — объемная плотность излучения, равная световому потоку, излучаемому единицей объема среды;

φ_n — объемная плотность поглощения, являющаяся функцией средней сферической освещенности и показателя поглощения среды.

Вследствие того, что процессы излучения и поглощения возникают не на поверхности излучающего тела, а в его толще, анализ поля внутри излучателя неизбежно связан с необходимостью одновременного учета излучения и поглощения, следовательно с необходимостью применения уравнения (2-31).

Для расчета полей в безвоздушном пространстве и с достаточной для практики точностью в чистом воздухе можно принять поле соленоидальным и считать дивергенцию светового вектора равной нулю:

$$\frac{\partial \varepsilon_X}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_Y}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_Z}{\partial z} = 0. \qquad (2\text{-}31a)$$

СВЕТОВОЕ ПОЛЕ ПРОСТЕЙШИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

2-8. Общие принципы расчета характеристик поля

Как было показано в предыдущем параграфе, основные характеристики светового поля — средняя сферическая освещенность и световой вектор — определяются интегралами произведений $B_\vartheta\, d\omega$ и $B_\vartheta\, d\vec{\omega}$ [см. уравнения (2-5) и (2-22)].

Расчет средней сферической освещенности, создаваемой равнояркими излучателем, сводится к расчету телесного угла,

опирающегося на контур излучателя:

$$E_{4\pi}=0,25\int\limits_{\omega}B_{\vartheta}\,d\omega=0,25B\int\limits_{\omega}d\omega=0,25B\omega. \qquad (2\text{-}32)$$

Если яркость излучателя неодинакова для различных участков его поверхности, ее разделяют на участки с допустимыми отклонениями яркости, определяют для каждого участка среднее ее значение и рассчитывают $E_{4\pi}$ как сумму значений $\Delta E_{4\pi}$, создаваемых каждым участком излучателя:

$$E_{4\pi}=0,25\int\limits_{\omega}B_{\vartheta}\,d\omega=0,25\Big(B_1\int\limits_{\omega_1}d\omega+\ldots+B_m\int\limits_{\omega_m}d\omega\Big). \qquad (2\text{-}32a)$$

В тех случаях, когда поле создается точечными излучателями или когда определение телесного угла излучателя затруднено, например для линейного излучателя, среднюю сферическую освещенность определяют четвертью суммы значений нормальной освещенности, создаваемой каждым излучателем или его элементом:

$$E_{4\pi}=0,25\sum_{i=1}^{i=m}(E_n)_i,$$

или

$$E_{4\pi}=0,25\int\limits_{i=1}^{i=m}(dE_n)_i. \qquad (2\text{-}33)$$

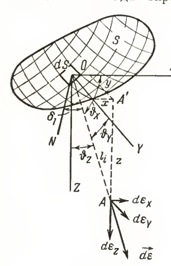


Рис. 2-14.

Расчет величины и направления светового вектора удобнее всего производить путем определения его ортогональных проекций. Одним из способов решения этой задачи является интегрирование по поверхности излучателя выражения ортогональных проекций светового вектора, создаваемого элементарным участком поверхности излучателя. Как следует из определения светового вектора, эти проекции (рис. 2-14) определятся как

$$\left.\begin{aligned} d\varepsilon_X&=dE_n\cos\vartheta_X;\\ d\varepsilon_Y&=dE_n\cos\vartheta_Y;\\ dE_Z&=dE_n\cos\vartheta_Z;\\ dE_n&=\frac{B\cos\delta_i}{l_i^2}\,dS, \end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}34)$$

где δ_i — угол между нормалью N_i к i-тому элементу поверхности и расстоянием l_i;

l_i — расстояние от каждой i-той точки излучателя до исследуемой точки поля;

ϑ_X, ϑ_Y, ϑ_Z — углы между l_i и осями координат.

Световой вектор, создаваемый всем излучателем, определится интегралом:

$$\vec{\varepsilon} = \int_S d\vec{\varepsilon} = \int_S d\varepsilon_X \vec{i} + d\varepsilon_Y \vec{j} + d\varepsilon_Z \vec{k}. \tag{2-35}$$

Для поля равнояркого излучателя ортогональные проекции светового вектора определятся как

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_X &= B \int_S \frac{\cos\delta_i \cos(\vartheta_X)_i}{l_i^2} dS_i; \\ \varepsilon_Y &= B \int_S \frac{\cos\delta_i \cos(\vartheta_Y)_i}{l_i^2} dS_i; \\ \varepsilon_Z &= B \int_S \frac{\cos\delta_i \cos(\vartheta_Z)_i}{l_i^2} dS_i. \end{aligned}\right\} \tag{2-36}$$

Направляющие углы светового вектора в этом случае будут:

$$\left.\begin{aligned} \vartheta_X &= \arccos \frac{\varepsilon_X}{\sqrt{\varepsilon_X^2 + \varepsilon_Y^2 + \varepsilon_Z^2}}; \\ \vartheta_Y &= \arccos \frac{\varepsilon_Y}{\sqrt{\varepsilon_X^2 + \varepsilon_Y^2 + \varepsilon_Z^2}}; \\ \vartheta_Z &= \arccos \frac{\varepsilon_Z}{\sqrt{\varepsilon_X^2 + \varepsilon_Y^2 + \varepsilon_Z^2}}. \end{aligned}\right\} \tag{2-37}$$

В ряде случаев интегрирование по поверхности излучателя удобно заменить интегрированием по его контуру, принимая, что *контуром* любого *излучателя* относительно исследуемой точки поля является геометрическое место точек касания поверхности излучателя с конической поверхностью, имеющей вершину в исследуемой точке (рис. 2-15). Из приведенного определения следует, что объемный излучатель произвольной формы может иметь бесчисленное количество контуров, каждый из которых будет характеризовать излучатель лишь для той точки поля, в которой расположена вершина конической поверхности телесного угла, образующие которого касаются поверхности излучателя в точках заданного контура.

Для определения светового вектора методом контурного интегрирования проведем сферу единичного радиуса с центром в исследуемой точке O (рис. 2-16). Образующие телесного угла ω вырежут на поверхности этой сферы участок площадью s, численно равной телесному углу. Вектор телесного угла $\vec{\omega}$ определится согласно уравнению (2-21а):

$$\vec{\omega} = \int\limits_{s} -\vec{ds} = -\vec{s}. \tag{2-38}$$

Векторы телесного угла $\vec{\omega}$ и участка сферической поверхности $\vec{s}$, вырезаемого образующими этого телесного угла,

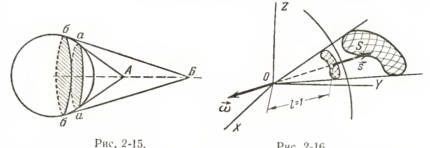


Рис. 2-15.

Рис. 2-16.

имеют противоположные направления, потому что составляющие вектор $\vec{s}$ элементарные векторы $\vec{ds}$ согласно принятым ранее условиям направлены по внешним нормалям к сферической поверхности, а вектор телесного угла $\vec{\omega}$ направлен по излучению. Противоположное направление векторов $\vec{s}$ и $\vec{\omega}$ определяется значением $\cos \delta_i = -1$ [уравнение (2-36)].

Как известно из векторного анализа, вектор любой замкнутой поверхности равен нулю. Следовательно, сумма векторов конической поверхности $\vec{\sigma}$, ограничивающей исследуемый телесный угол, и участка сферической поверхности $\vec{s}$ также равна нулю:

$$\vec{\sigma} + \vec{s} = 0, \tag{2-39}$$

или

$$\vec{\omega} = -\vec{s} = \vec{\sigma}. \tag{2-39а}$$

Для определения вектора конической поверхности разобьем ее на элементарные участки, заключенные между двумя

смежными образующими, отстоящими друг от друга на угол $d\alpha$ (рис. 2-17). Площадь каждого такого элементарного участка конической поверхности определится как площадь сектора единичного радиуса с центральным углом $d\alpha$:

$$d\sigma = \frac{d\alpha}{2}.$$

Следовательно, вектор искомого телесного угла определится контурным интегралом, взятым по любой замкнутой кривой,

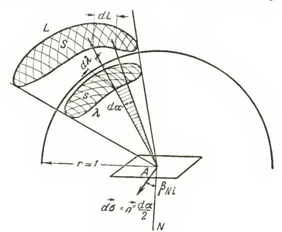


Рис. 2-17.

лежащей на конической поверхности и пересекаемой всеми ее образующими:

$$\vec{\omega} = \int d\vec{\sigma} = \oint\limits_{\lambda} \vec{n}^0 \frac{d\alpha}{2}, \qquad (2\text{-}40)$$

где $\vec{n}^0$ — единичный вектор элемента конической поверхности $d\sigma$.

Световой вектор, создаваемый излучателем с яркостью B, вписанным в телесный угол ω, определится как

$$\vec{\varepsilon} = B\vec{\omega} = 0{,}5B \oint\limits_{\lambda} \vec{n}^0 d\alpha = 0{,}5B \int\limits_{\lambda} \vec{n}^0 d\lambda, \qquad (2\text{-}41)$$

или

$$\vec{\varepsilon} = 0{,}5B \int\limits_{L} \vec{n}^0 \frac{\cos \psi_i}{l_i^2} dL_i, \qquad (2\text{-}41a)$$

где ψ_i — угол между образующей l_i и элементом контура излучателя dL_i;

l_i — расстояние от исследуемой точки A до элемента dL_i контура излучателя.

Полученное уравнение (2-41а) определяет световой вектор интегрированием по контуру излучателя L.

Проекция светового вектора на произвольное направление N будет равна:

$$\varepsilon_N = 0{,}5B \oint\limits_{\lambda} \cos(\beta_N)_i \, d\alpha = 0{,}5B \oint\limits_{\lambda} \cos(\beta_N)_i \, d\lambda, \qquad (2\text{-}42)$$

где $(\beta_N)_i$ — угол между вектором $d\vec{\sigma} = \vec{n}^0 \frac{d\alpha}{2}$ и направлением проекции N (рис. 2-17).

Нетрудно видеть, что угол $(\beta_N)_i = (N, \overrightarrow{ds})$ равен наружному углу между элементом конической поверхности $d\sigma$ и плоскостью, нормаль к которой N. Ортогональные проекции светового вектора согласно уравнению (2-42) определятся интегрированием по контуру (рис. 2-18):

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_X &= 0{,}5B \oint\limits_{L} \cos(\beta_X)_i \, d\alpha; \\ \varepsilon_Y &= 0{,}5B \oint\limits_{L} \cos(\beta_Y)_i \, d\alpha; \\ \varepsilon_Z &= 0{,}5B \oint\limits_{L} \cos(\beta_Z)_i \, d\alpha, \end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}42\text{a})$$

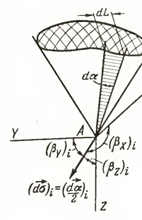


Рис. 2-18.

где L — контур поверхности излучающего тела.

В тех случаях, когда контур излучающего тела является m-угольником и телесный угол ограничен m гранями m-гранной пирамиды, проекция вектора телесного угла определится суммой произведений $\frac{\alpha_i}{2} \cos(\beta_N)_i$ для каждой грани, проходящей через одну из сторон и исследуемую точку поля:

$$\omega_N = 0{,}5 \sum_{i=1}^{i=m} \alpha_i \cos(\beta_N)_i, \qquad (2\text{-}43)$$

где $(\beta_N)_i$ — наружный угол между плоскостью i-той грани и плоскостью с нормалью N.

Ортогональные проекции светового вектора в этом случае определяются как

$$\left.\begin{aligned}\varepsilon_X &= 0{,}5B\sum_{i=1}^{i=m}\alpha_i\cos(\beta_X)_i;\\ \varepsilon_Y &= 0{,}5B\sum_{i=1}^{i=m}\alpha_i\cos(\beta_Y)_i;\\ \varepsilon_Z &= 0{,}5B\sum_{i=1}^{i=m}\alpha_i\cos(\beta_Z)_i.\end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}43а)$$

Необходимо указать, что решение приведенных в этом разделе уравнений, а также выбор ориентации координатной системы в значительной мере определяются типом и формой излучателя. Для иллюстрации приведенных способов расчета $\vec{\varepsilon}$ и $E_{4\pi}$, а также принципов выбора расположения координатной системы в § 2-10, 2-11, 2-12 и 2-13 этого раздела курса даны примеры расчета полей простейших излучателей. Примеры подобраны таким образом, чтобы иллюстрировать все указанные способы расчета.

2-9. Типы излучателей и их характеристики

В зависимости от соотношения (размеров) излучателя и расстояния его до исследуемой точки поля все излучатели принято делить на три группы:

а) точечные излучатели;

б) линейные излучатели;

в) излучатели конечных размеров.

Как уже было показано (см. § 1-10), излучатели, у которых размеры значительно меньше расстояния до исследуемой точки, принято относить к группе *точечных излучателей*. Там же было показано, что поле таких излучателей подчиняется закону квадрата расстояния [см. уравнение (1-23)]. Нетрудно убедиться в том, что этот закон дает тем меньшую погрешность, чем ближе расположение световых линий поля к радиальному. Вполне ясно также, что поле становится практически радиальным при $d \ll l$ так как при этом любая плоскость, проходящая через точку расположения излучателя, будет плоскостью светового вектора. Таким образом, принадлежность излучателя к группе точечных определяется допустимостью применения для поля исследуемого излучателя закона радиального распределения световых линий, следовательно закона квадрата расстояния. Так как все применяемые на практике излучатели не являются математическими точками, а имеют конечные размеры, поле таких излучателей

лишь приближенно можно принимать радиальным. Следовательно, закон квадрата расстояния является приближенным, с тем большей точностью, чем меньше размеры излучателя по сравнению с расстоянием от него до исследуемой точки поля. Относя исследуемый источник к группе точечных, мы, пренебрегая его размерами, условно принимаем его за математическую точку, посылающую в окружающую среду излучения со светораспределением в пространстве таким же, как у действительного исследуемого излучателя. Как уже было показано ранее (§ 1-30), светораспределение таких излучателей характеризуется кривыми силы света.

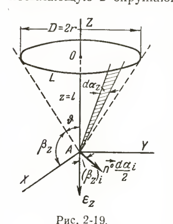


Рис. 2-19.

Точность применения закона квадрата расстояния к излучателю конечных размеров мы можем рассмотреть на примере равнояркого излучателя с контуром в виде окружности радиуса r (равнояркий шар, равнояркий диск и пр., рис. 2-19). Пусть исследуемая точка A расположена в начале координатной системы и ее проекция на плоскость контура совпадает с его центром O. Выражение ортогональной проекции светового вектора [см. уравнение (2-43)] $_z$, численно равной освещенности плоскости XY в точке A, определится при $z=l$:

$$\varepsilon_Z = E_Z = B\omega_Z = \frac{B}{2}\oint\limits_L \cos(\beta_Z)\, d\alpha;$$

так как в нашем случае

$$\beta_Z = \frac{\pi}{2} - \vartheta \quad \text{и} \quad d\alpha = \frac{dL}{\sqrt{r^2 + l^2}},$$

получим:

$$\varepsilon_Z = 0{,}5B\,\frac{\sin\vartheta}{\sqrt{r^2 + l^2}}\oint\limits_L dL = \pi B\,\frac{r^2}{r^2 + l^2}.$$

Принимая исследуемый излучатель за точечный, напишем выражение освещенности плоскости XY, пользуясь законом квадрата расстояния:

$$E_Z = \varepsilon_Z + \Delta\varepsilon_Z = \frac{I_0}{l^2} = \pi B\,\frac{r^2}{l^2},$$

где $\Delta\varepsilon_Z$ — погрешность применения закона квадрата расстояния в поле излучателя конечных размеров;

$I_0 \approx \pi r^2 B$ — сила света излучателя, принятого за точечный, по направлению нормали к плоскости его контура.

Сопоставляя полученные два уравнения, определим относительную погрешность применения закона квадрата расстояния в функции относительного значения радиуса диска:

$$\frac{\Delta\varepsilon_Z}{\varepsilon_Z} = \left(\frac{r}{l}\right)^2. \qquad (2\text{-}44)$$

На основании полученного равенства на рис. 2-20 построен график зависимости $\frac{\Delta\varepsilon_Z}{\varepsilon_Z}100 = f\left(\frac{D}{l}\right)$, из которого можно

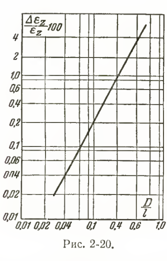


Рис. 2-20.

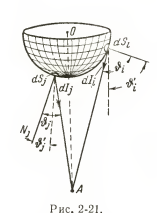


Рис. 2-21.

видеть, что ошибка не превышает 1%, если расстояние от исследуемого излучателя равно или больше 5-кратного диаметра его контура.

Погрешность применения закона квадрата расстояния при исследовании поля излучателя конечных размеров объясняется приближенностью оценки светораспределения таких излучателей распределением силы света. Как было показано в гл. 1, понятие силы света (силы излучения) предусматривает необходимость сосредоточения излучателя в математической точке— вершине телесного угла, в пределах которого определяется пространственная плотность светового (лучистого) потока. Исходя из этого, поверхность любого излучателя конечных размеров можно разбить на множество элементарных участков dS, сумма значений силы света которых по направлению к исследуемой точке поля определяет действительное значение силы света всего излучателя по этому же направлению (рис. 2-21). Сила света каждого элементарного излучателя по направлению к исследуемой точке A должна определяться

под различными углами $\vartheta_a \ldots \vartheta_i$ к оси телесного угла каждого элементарного излучателя по направлению нормали.

Для периферического расположения элемента dS угол $\vartheta_i = \vartheta_m$, а для центрального расположения $\vartheta_i = 0$. Следовательно, действительное суммарное значение силы света от всех элементов можно определить как

$$I_A = \int\limits_S (B_\vartheta)_i \cos \vartheta_i \, dS.$$

Интегрирование проводится по всей поверхности излучателя, причем угол ϑ_i изменяется от 0 до ϑ_m. Определяя силу света излучателя конечных размеров произведением яркости на площадь его проекции на плоскость, перпендикулярную исследуемому направлению, мы преувеличиваем ее величину, так как принимаем силу света элементарных участков равной (рис. 2-21)

$$dI_A' (B_\vartheta)_i \cos \vartheta_i' \ dS,$$

где ϑ_i' — угол между нормалью к элементу поверхности и осью телесного угла излучателя.

В действительности значения dI_A равны:

$$dI_A = (B_\vartheta)_i \cos \vartheta_i \ dS,$$

где ϑ_i — угол между нормалью к элементу поверхности dS и направлением излучения этого элемента в исследуемую точку A.

В частности, для плоского равнояркого диска $\vartheta_i' = 0$, так как направление оси телесного угла излучателя совпадает с направлением нормали к плоскости диска. Действительное же значение углов ϑ_i изменяется от $\vartheta_i = 0$ до $\vartheta_i = \operatorname{arctg} \frac{r}{l}$.

Погрешность приближенного расчета проекций всех элементарных участков поверхности излучателя на одно направление может усугубиться для неравноярких излучателей, у которых $B_0 > B_\vartheta$. Вполне понятно, что погрешность определения силы света по единому направлению, соответствующему телесному углу, тем меньше, чем меньше отличаются направления элементарных излучений в исследуемую точку A от направления оси телесного угла излучателя. Определяя силу света излучателя конечного размера с учетом «разнонаправленности» элементарных излучателей, мы все же не можем без погрешности применить закон квадрата расстояния, так как расстояния элементарных

излучателей от исследуемой точки неодинаковы, так же как неодинаковы и направления световых векторов, создаваемых различными элементами излучателя. Ко всему этому следует добавить, что значение силы света конечного излучателя, найденное с учетом «разнонаправленности» элементарных излучений, не будет постоянным по одному и тому же направлению и будет увеличиваться по мере удаления от излучателя.

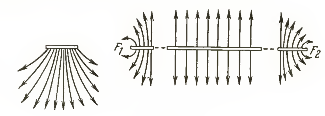


Рис. 2-22.

Все указанные причины приводят к тому, что силой света пользуются в качестве характеристики светораспределения лишь для точечных излучателей или условно применяют ее в тех случаях, когда учет всех погрешностей очень прост (линейный излучатель).

К группе *линейных излучателей* принято относить такие излучатели, у которых размер вдоль оси значительно превышает размеры поперек ее, причем относительные поперечные размеры по требуемой точности расчета соответствуют размеру точечного источника [1].

Поле линейных излучателей в плоскости, перпендикулярной оси (поперечной плоскости), радиально или приближается к радиальному. В плоскостях, проходящих через ось излучателей (продольных плоскостях), конфигурация световых линий зависит от распределения яркости вдоль линии и в пространстве, а также определяется относительной длиной линии (отношением длины излучателя к расстоянию до исследуемой точки поля). Для равноярких линейных излучателей бесконечной длины, когда $L \gg l$, световые векторы располагаются в поперечных плоскостях, следовательно, световые линии располагаются перпендикулярно оси излучателя и параллельно друг другу (средняя часть на рис. 2-22).

В тех точках поля, для которых расстояние от оси соизмеримо с отрезком излучающей линии от ее конца до проекции исследуемой точки на ось, имеет место «краевой эффект», за-

[1] Соответствие определяется величиной отношения поперечного размера к расстоянию от оси излучателя до исследуемой точки поля и допустимой погрешности расчета (рис. 2-20).

ключающийся в искривлении световых линий. На краях равнояркого линейного излучателя световые линии располагаются на поверхностях софокусных гиперболоидов с фокусом на концах излучателя (рис. 2-22). По мере удаления от линейного излучателя поверхности софокусных гиперболоидов, являющиеся геометрическим местом световых линий, асимптотически приближаются к коническим поверхностям, имеющим общую ось с излучателем и общую вершину в его средней точке. При этом конфигурация световых линий приближается к радиальной с общим центром в середине линейного излучателя. В этих зонах поля линейного излучателя, для которых $l \gg L$, с достаточной для практики точностью действует закон квадрата расстояния. Следовательно, в этих зонах поля линейный излучатель может рассматриваться как точечный.

Вследствие того, что в поперечных плоскостях размеры линейного излучателя соответствуют размеру точечного излучателя, за характеристику светораспределения линейных излучателей условно принимают распределение силы света в поперечной плоскости от излучателя единичной длины ($L = 1$ *м*). Для равноярких излучателей это условное значение силы света определится (рис. 2-23) как

$$I_\gamma = \sigma_\gamma B = a_\gamma B, \tag{2-45}$$

где γ — угол в поперечной плоскости (угол между двумя продольными плоскостями, одна из которых исходная для отсчета углов γ, а другая проходит через исследуемую точку поля A);

σ_γ — площадь проекции поверхности излучателя единичной длины на плоскость, перпендикулярную продольной плоскости γ;

a_γ — проекция поперечного сечения излучателя на ту же плоскость, перпендикулярную γ.

Для примера рассмотрим два частных случая: равнояркий цилиндр диаметром D (рис. 2-24,*а*) и равнояркую полосу шириной a (рис. 2-24,*б*).

Светораспределение цилиндра

$$I_\gamma = a_\gamma B = DB,$$

следовательно,

$$I_\gamma = \text{const}.$$

Светораспределение полосы

$$I_\gamma = a_\gamma B = aB \cos\gamma,$$

следовательно,

$$I_\gamma = I_0 \cos\gamma,$$

где $I_0 = aB$ — условное значение силы света линейного излучателя единичной длины в продольной плоскости ($\gamma = 0$).

Светораспределение равнояркого линейного излучателя с исчерпывающей полнотой характеризуется распределением условного значения силы света в поперечной плоскости, так как в любой продольной плоскости равнояркий линейный из-

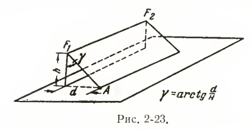


Рис. 2-23.

лучатель (рис. 2-25) имеет косинусное распределение силы света:

$$I_{\gamma,\varphi} = I_\gamma \cos\varphi = a_\gamma B \cos\varphi. \tag{2-46}$$

К группе излучателей конечных размеров принято относить все излучатели, у которых относительные размеры по всем направлениям больше размеров точечного излучателя. Относительные размеры любого излучателя этой группы, уменьша-

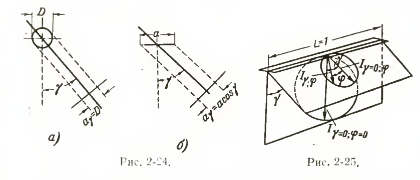


Рис. 2-24. Рис. 2-25.

ясь по мере удаления от него исследуемой точки, могут достигнуть такого значения, которое позволит с принятой точностью применить закон квадрата расстояния. Следовательно, любой излучатель конечных размеров на некотором расстоянии l, при котором $\frac{d}{l}$ удовлетворяет требованиям точности (2-20), можно принимать за точечный. По мере приближения исследуемой точки к поверхности излучателя относитель-

ные значения его размеров увеличиваются, стремясь к бесконечности при $l \ll d$. Таким образом, любой излучатель конечных размеров может рассматриваться как бесконечно большой для тех точек, для которых $\frac{l}{d}$ стремится к нулю.

Для точек, бесконечно близко расположенных к поверхности излучателя, его поле плоско-параллельно, вследствие чего $\operatorname{grad} E_{4\pi}$ такого поля равен нулю. По мере удаления исследуемой точки от излучателя градиент увеличивается, стремясь в пределе к величине [см. уравнение (2-15)]

$$\operatorname{grad} E_{4\pi} = -0{,}5 \frac{BS'_{\vartheta}}{l^2} \vec{l^0},$$

характеризующей поле точечного излучателя.

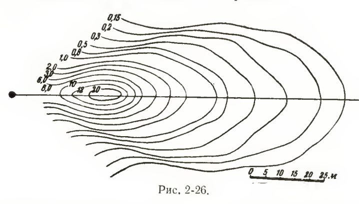


Рис. 2-26.

Светораспределение излучателей конечных размеров характеризуется распределением яркости по различным направлениям пространства и по поверхности излучателя. Для тех зон поля, в которых излучатель может быть принят за точечный, его светораспределение определяется произведением средней габаритной яркости B_{cp} на площадь проекции S'_{ϑ} поверхности излучателя на плоскость, перпендикулярную исследуемому направлению: $I_{\vartheta} = B_{cp} S'_{\vartheta}$. Иногда для удобства светотехнических расчетов светораспределение излучателя любого типа характеризуют графиками равных значений интегральных характеристик поля (чаще всего освещенности). Такие графики могут быть построены для заданной плоскости (рис. 2-26) или для всего пространства поля (рис. 2-27). В тех случаях, когда графики построены для интегральной характеристики, являющейся функцией точки и направления (освещенность плоскости, полусферическая освещенность и др.), при построении

графиков необходимо указывать ориентацию принятой характеристики, например освещенность горизонтальной плоскости и др.

2-10. Поле точечного излучателя

Световой вектор в любой точке $A(x, y, z)$ поля точечного излучателя, расположенного в начале координат, согласно уравнениям (2-20) и (2-21) определится как[1]

$$\vec{\varepsilon}_A = \frac{I_\vartheta}{l^2}\vec{l}^0 = \frac{I_\vartheta}{l^3}(x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}), \quad (2\text{-}47)$$

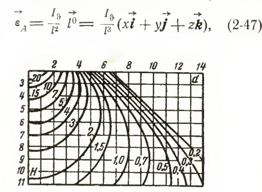


Рис. 2-27.

Рис. 2-28.

где $\vec{l}^0 = \frac{1}{l}(x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k})$ — единичный вектор направления излучения;

x, y, z — координаты исследуемой точки поля;

I_ϑ — сила света по направлению к точке A (рис. 2-28).

Ортогональные проекции светового вектора будут равны:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_X &= \frac{I_\vartheta}{l^3}x; \\ \varepsilon_Y &= \frac{I_\vartheta}{l^3}y; \\ \varepsilon_Z &= \frac{I_\vartheta}{l^3}z. \end{aligned}\right\} \quad (2\text{-}48)$$

При наличии в поле m точечных излучателей

$$\varepsilon_X = \sum_{i=1}^{i=m}(\varepsilon_X)_i; \ \varepsilon_Y = \sum_{i=1}^{i=m}(\varepsilon_Y)_i; \ \varepsilon_Z = \sum_{i=1}^{i=m}(\varepsilon_Z)_i, \quad (2\text{-}49)$$

[1] Все рассмотренные в дальнейшем закономерности приведены для простейшего случая — поля в непоглощающей и нерассеивающей среде.

где $(\varepsilon_X)_i$, $(\varepsilon_Y)_i$, $(\varepsilon_Z)_i$ — ортогональные проекции светового вектора, создаваемого каждым i-тым точечным излучателем в точке A.

Величина светового вектора в поле m излучателей определится по ортогональным проекциям

$$|\vec{\varepsilon}| = \sqrt{\varepsilon_X^2 + \varepsilon_Y^2 + \varepsilon_Z^2}. \qquad (2\text{-}50)$$

Направляющие углы вектора $\vec{\varepsilon}$ определятся как

$$\cos\vartheta_X = \frac{\varepsilon_X}{|\vec{\varepsilon}|}; \quad \cos\vartheta_Y = \frac{\varepsilon_Y}{|\vec{\varepsilon}|}; \quad \cos\vartheta_Z = \frac{\varepsilon_Z}{|\vec{\varepsilon}|}. \qquad (2\text{-}51)$$

Средняя сферическая освещенность в поле нескольких точечных излучателей определится четвертью суммы нормальных освещенностей, создаваемых в исследуемой точке поля каждым излучателем [см. уравнение (2-5)]:

$$E_{4\pi} = 0{,}25 \sum_{i=1}^{i=m} E_n. \qquad (2\text{-}52)$$

2-11. Поле линейного равнояркого излучателя

Наиболее простой расчет ортогональных проекций светового вектора и средней сферической освещенности получается в том

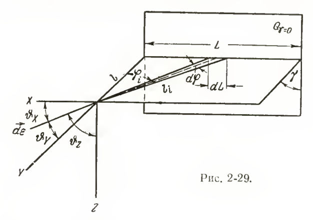


Рис. 2-29.

случае, если ось линейного излучателя расположена в координатной плоскости параллельно одной из осей координат (рис. 2-29).

Уравнения для расчета проекций светового вектора на направления, параллельное и перпендикулярное оси излучателя,

можно получить способом интегрирования по поверхности излучателя [см. уравнение (2-36)]. Следует указать, что в поле линейного излучателя интегрирование по поверхности можно заменить интегрированием по длине излучателя. Для этой цели выделим в произвольной точке по длине излучателя элементарный участок длиной dL (рис. 2-29), сила света которого по направлению к началу координат, где расположена исследуемая точка поля, будет равна [см. уравнение (2-46)]:

$$dI_{\gamma,\varphi} = I_\gamma \cos\varphi \, dL. \tag{2-53}$$

Проекции на оси координат светового вектора, создаваемого элементарным излучателем, определятся [см. уравнение (2-34)] как

$$d\varepsilon_X = \frac{dI_{\gamma\varphi}}{l_i^2} \sin\varphi_i = \frac{I_\gamma}{l_i^2} \cos\varphi_i \sin\varphi_i \, dL; \tag{2-53а}$$

$$d\varepsilon_Y = \frac{dI_{\gamma\varphi}}{l_i^2} \cos\varphi_i = \frac{I_{\gamma\varphi}}{l_i^2} \cos^2\varphi_i \, dL; \tag{2-53б}$$

$$d\varepsilon_Z = 0, \tag{2-53в}$$

так как

$$\vartheta_X = \frac{\pi}{2} - \varphi_i; \quad \vartheta_Y = \varphi_i \text{ и } \vartheta_Z = \frac{\pi}{2}.$$

Подставляя в полученные уравнения значения l_i и dL:

$$l_i = \frac{y}{\cos\varphi_i} = \frac{l}{\cos\varphi_i}; \quad dL = \frac{l_i}{\cos\varphi_i} d\varphi = \frac{l}{\cos^2\varphi_i} d\varphi$$

и интегрируя их по φ от $\varphi_i = 0$ (проекция точки A на ось излучателя совпадает с его концом) до $\varphi_i = \varphi$, получим:

$$\varepsilon_X = \frac{I_\gamma}{l} \int\limits_{\varphi_i = 0}^{\varphi_i = \varphi} \sin\varphi_i \cos\varphi_i \, d\varphi = \frac{I_\gamma}{2l} \sin^2\varphi; \tag{2-54}$$

$$\varepsilon_Y = \frac{I_\gamma}{l} \int\limits_{\varphi_i = 0}^{\varphi_i = \varphi} \cos^2\varphi_i \, d\varphi = \frac{I_\gamma}{2l} \left(\frac{\sin 2\varphi}{2} + \varphi \right). \tag{2-55}$$

В том случае, если проекция точки A на ось линейного излучателя не совпадает с его концом (рис. 2-30), проекции светового вектора определятся следующими равенствами:

$$\varepsilon_X = \frac{I_\gamma}{2l} (\sin^2\varphi_2 - \sin^2\varphi_1); \tag{2-54а}$$

$$\varepsilon_Y = \frac{I_\gamma}{2l} [\psi(\varphi_2) \pm \psi(\varphi_1)], \tag{2-55а}$$

где

$$\psi(\varphi)=\frac{\sin 2\varphi}{2}+\varphi.$$

Знак плюс в двучленах этих уравнений соответствует тому случаю, когда проекция точки A лежит на излучателе (рис. 2-30,*а*), знак минус — когда проекция точки A падает на продолжение оси излучателя (рис. 2-30,*б*). В том случае, когда длина линейного излучателя значительно превышает расстояние от оси до исследуемой точки ($l \ll L_1$ и $l \ll L_2$),

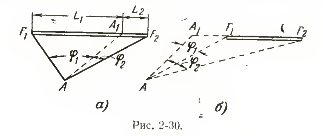


Рис. 2-30.

т. е. $\varphi_1 \approx \frac{\pi}{2}$ и $\varphi_2 \approx \frac{\pi}{2}$, излучатель принято считать бесконечно длинным. Световой вектор в поле бесконечно длинного излучателя лежит в поперечной плоскости, что подтверждается следующими выражениями проекций светового вектора:

$$\varepsilon_X=0; \quad \varepsilon_Y=\pi\frac{I_\gamma}{2l}; \quad \varepsilon_Z=0.$$

Средняя сферическая освещенность в поле линейного излучателя определится [см. уравнение (2-5а)] как

$$E_{4\pi}=0{,}25\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\frac{dI_{\gamma\varphi}}{l_i^2}=0{,}25\,\frac{I_\gamma}{l}\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\cos\varphi\,d\varphi.$$

Следовательно,

$$E_{4\pi}=\frac{I_\gamma}{4l}(\sin\varphi_2 \pm \sin\varphi_1). \tag{2-56}$$

В полученном уравнении, так же как и в уравнении (2-55а), знак плюс и минус берут в зависимости от расположения проекции точки A на оси излучателя (рис. 2-30).

2-12. Поле прямоугольного равнояркого излучателя

В практике осветительной техники часто приходится рассчитывать поля прямоугольных равнояркостных излучателей (стены, потолок, светящие панели и пр.), поэтому в качестве примера применения способа расчета ортогональных проекций светового век-

тора рассмотрим поле равнояркого прямоугольного плоского излучателя.

Простейший случай расчета поля равнояркого прямоугольника соответствует такому расположению исследуемой точки, при котором проекция ее на излучатель совпадет с одной из его вершин (рис. 2-31).

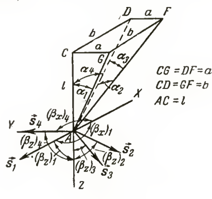


Рис. 2-31.

Согласно уравнению (2-43) и принятому условию простейшего расположения исследуемой точки относительно излучателя углы α_i определятся следующими равенствами (рис. 2-31):

$$\left.\begin{aligned} &\alpha_1=\operatorname{arctg}\frac{a}{l}; \quad \alpha_2=\operatorname{arctg}\frac{b}{\sqrt{a^2+l^2}};\\ &\alpha_3=\operatorname{arctg}\frac{a}{\sqrt{b^2+l^2}}; \quad \alpha_4=\operatorname{arctg}\frac{b}{l}. \end{aligned}\right\} \tag{2-57}$$

В соответствии с теми же условиями векторы поверхностей всех четырех граней пирамиды $\vec{s}_i$ располагаются в координатных плоскостях: $\vec{s}_1$ — по оси X, $\vec{s}_4$ — по оси Y, $\vec{s}_2$ — в плоскости YZ под углом $\pi-\alpha_1$ к оси Y и $\vec{s}_3$ — в плоскости XZ под углом $\pi-\alpha_4$ к оси X.

При этом углы β_i между векторами $\vec{s}_i$ и осями координат определятся как

$$\left.\begin{aligned} &(\beta_X)_1=\pi;\ (\beta_X)_2=\frac{\pi}{2};\ (\beta_X)_3=\pi-\alpha_4;\ (\beta_X)_4=\frac{\pi}{2};\\ &(\beta_Y)_1=\frac{\pi}{2};\ (\beta_Y)_2=\pi-\alpha_1;\ (\beta_Y)_3=\frac{\pi}{2};\ (\beta_Y)_4=0;\\ &(\beta_Z)_1=\frac{\pi}{2};\ (\beta_Z)_2=\frac{\pi}{2}-\alpha_1;\ (\beta_Z)_3=\frac{\pi}{2}-\alpha_4;\ (\beta_Z)_4=\frac{\pi}{2}. \end{aligned}\right\} \tag{2-58}$$

Нетрудно убедиться в правильности того, что углы β_i равны наружным углам между соответствующими координатными плоскостями и плоскостями каждой из граней пирамиды, например $(\beta_Z)_1$ — между первой гранью и плоскостью XY, $(\beta_Z)_2$ — между второй гранью и той же плоскостью и т. д.

Подставляя полученные для исследуемой точки поля значения углов β_i в уравнение (2-43а), получим выражения ортогональных проекций светового вектора:

$$\varepsilon_X = \frac{B}{2}(\alpha_1 - \alpha_3 \cos \alpha_4); \qquad (2\text{-}59)$$

$$\varepsilon_Y = \frac{B}{2}(\alpha_4 - \alpha_2 \cos \alpha_1); \qquad (2\text{-}60)$$

$$\varepsilon_Z = \frac{B}{2}(\alpha_2 \sin \alpha_1 + \alpha_3 \sin \alpha_4). \qquad (2\text{-}61)$$

Подставляя в полученные равенства значения углов α_i [см. уравнение (2-57)], будем иметь окончательно:

$$\varepsilon_X = \frac{B}{2}\left(\operatorname{arctg}\frac{a}{l} - \frac{l}{\sqrt{b^2+l^2}}\operatorname{arctg}\frac{a}{\sqrt{b^2+l^2}}\right); \qquad (2\text{-}59a)$$

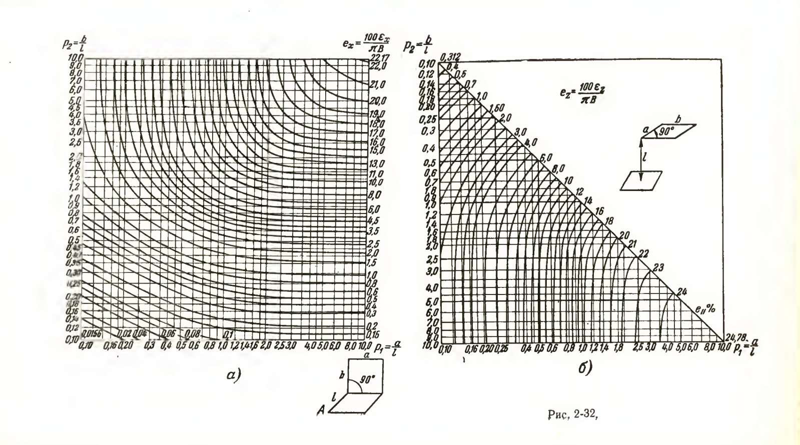
$$\varepsilon_Y = \frac{B}{2}\left(\operatorname{arctg}\frac{b}{l} - \frac{l}{\sqrt{a^2+l^2}}\operatorname{arctg}\frac{b}{\sqrt{a^2+l^2}}\right); \qquad (2\text{-}60a)$$

$$\varepsilon_Z = \frac{B}{2}\left(\frac{a}{\sqrt{a^2+l^2}}\operatorname{arctg}\frac{b}{\sqrt{a^2+l^2}} + \frac{b}{\sqrt{b^2+l^2}}\operatorname{arctg}\frac{a}{\sqrt{b^2+l^2}}\right). \qquad (2\text{-}61a)$$

Для упрощения расчетных операций при анализе полей равнояркиx прямоугольных излучателей обычно пользуются вспомогательными графиками. На этих графиках построены в прямоугольной системе координат с логарифмическим масштабом кривые равных значений; $\frac{100\varepsilon_X}{\pi B} = e_X$ (рис. 2-32, *а*) в осях $p_1 = \frac{a}{l}$ и $p_2 = \frac{b}{l}$, а также равных значений $\frac{100\varepsilon_Z}{\pi B} = e_Z$ (рис. 2-32, *б*) в тех же осях. Проекцию ε_Z светового вектора на ось Z можно определить по второму графику (рис. 2-32,*б*). Согласно определению светового вектора и выводам из этого определения [см. уравнение (2-19)] для рассмотренного частного случая расположения исследуемой точки проекции светового вектора на координатные оси численно равны значениям освещенности координатных плоскостей в точке A:

$$\varepsilon_X = E_{YZ};\quad \varepsilon_Y = E_{XZ};\quad \varepsilon_Z = E_{XY}.$$

Эти равенства определяются тем, что при исследуемом расположении точки A координатные плоскости не пересекают прямоугольного излучателя. В тех случаях, когда проекция исследуемой точки поля на плоскость излучателя не совпадает с одной из вершин, пользуются теми же расчетными уравнениями или графиками, производя расчет по одной из схем, указанных на рис. 2-33.


$p_2 = \frac{b}{l}$
$e_x = \frac{100\,\varepsilon_x}{\pi B}$
$p_1 = \frac{a}{l}$
а)
б)
$e_z = \frac{100\,\varepsilon_z}{\pi B}$
e_{II}%
24,78
90°

Рис, 2-32,

Для случая, когда проекция исследуемой точки на плоскость излучателя попадет внутрь его контура (схема *1*), проекция светового вектора на ось Z определится как

$$\varepsilon_Z = (\varepsilon_Z)_{\rm I} + (\varepsilon_Z)_{\rm II} + (\varepsilon_Z)_{\rm III} + (\varepsilon_Z)_{\rm IV}, \qquad (2\text{-}62)$$

где

$$\left.\begin{aligned}
(\varepsilon_Z)_{\rm I} &= f\left(p_1 = \frac{a}{l},\ p_2 = \frac{c}{l}\right);\\
(\varepsilon_Z)_{\rm II} &= f\left(p_1 = \frac{b}{l},\ p_2 = \frac{c}{l}\right);\\
(\varepsilon_Z)_{\rm III} &= f\left(p_1 = \frac{b}{l},\ p_2 = \frac{d}{l}\right);\\
(\varepsilon_Z)_{\rm IV} &= f\left(p_1 = \frac{a}{l},\ p_2 = \frac{d}{l}\right)
\end{aligned}\right\}$$

— проекции на ось Z светового вектора, создаваемого прямоугольниками *I*, *II*, *III* и *IV*.

Если проекция исследуемой точки на плоскость излучателя лежит за пределами его контура (схема *2*), проекция светового вектора на ось Z определится как

$$\varepsilon_Z = (\varepsilon_Z)_{\rm I\,IV} + (\varepsilon_Z)_{\rm II\,III} - (\varepsilon_Z)_{\rm III} - (\varepsilon_Z)_{\rm IV}, \qquad (2\text{-}63)$$

где

$$\left.\begin{aligned}
(\varepsilon_Z)_{\rm I\,IV} &= f\left(p_1 = \frac{a}{l},\ p_2 = \frac{c+d}{l}\right);\\
(\varepsilon_Z)_{\rm II\,III} &= f\left(p_1 = \frac{b}{l},\ p_2 = \frac{c+d}{l}\right);\\
(\varepsilon_Z)_{\rm III} &= f\left(p_1 = \frac{b}{l},\ p_2 = \frac{d}{l}\right);\\
(\varepsilon_Z)_{\rm IV} &= f\left(p_1 = \frac{a}{l},\ p_2 = \frac{d}{l}\right)
\end{aligned}\right\}$$

— проекции на ось Z светового вектора, создаваемого прямоугольниками *I IV*, *II III*, *III* и *IV*.

Проекции светового вектора на оси X и Y при расположении исследуемой точки по схеме *1* определятся разностью значений освещенности с двух сторон плоскостей YZ и XZ (рис. 2-33), так как эти плоскости пересекают излучатель

$$\left.\begin{aligned}
\varepsilon_X &= (\varepsilon_X)_{\rm I} + (\varepsilon_X)_{\rm II} - (\varepsilon_X)_{\rm III} - (\varepsilon_X)_{\rm IV};\\
\varepsilon_Y &= (\varepsilon_Y)_{\rm II} + (\varepsilon_Y)_{\rm III} - (\varepsilon_Y)_{\rm I} - (\varepsilon_Y)_{\rm IV}.
\end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}64)$$

При расположении исследуемой точки по схеме *2* расчет проекции светового вектора на ось Y следует производить по уравнению, аналогичному (2-64):

$$\varepsilon_Y = (\varepsilon_Y)_{\rm II\,III} - (\varepsilon_Y)_{\rm I\,IV} - (\varepsilon_Y)_{\rm III} + (\varepsilon_Y)_{\rm IV}. \qquad (2\text{-}65)$$

Расчет проекции вектора на ось X в этом случае проводится аналогично расчету проекции E_Z [см. уравнение (2-63)], так как излучатель не пересекается плоскостью YZ.

Расчет средней сферической освещенности в поле равнояркого излучателя согласно уравнению (2-32) сводится к определению

величины телесного угла излучателя. Для простейших излучателей, у которых контур для любой точки поля является плоской кривой, часто применяют графический способ нахождения телесного угла излучателя. Этот способ решения задачи сводится к определению следов пересечения плоскости контура с коническими поверхностями, ограничивающими равные зональные телес-

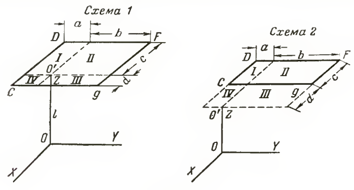


Рис. 2-33.

ные углы с общей осью, перпендикулярной плоскости контура. Как известно [см. уравнение (1-16)], зональный телесный угол определится как

$$\omega = 2\pi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha \, d\alpha = 2\pi (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2).$$

Следовательно, равные зональные телесные углы определяются равным приростом косинуса углов раскрытия конических поверхностей, ограничивающих зоны пространства. Задавшись количеством n равных зон[1], нетрудно определить их граничные углы:

$$\alpha_i = \arccos \frac{i}{n}. \tag{2-66}$$

Следы пересечения таких коаксиальных конических поверхностей с плоскостью, перпендикулярной их оси, будут окружностями с радиусами

$$r_i = \frac{nl}{i} \sqrt{1 - \left(\frac{i}{n}\right)^2}. \tag{2-67}$$

[1] Чем больше n, т. е. чем меньше зоны, тем точнее расчет. Обычно принимают для полупространства $n = 10$.

Каждый из зональных телесных углов разобьем на m равных частей, проведя через ось семейства конических поверхностей m плоскостей с одинаковым угловым смещением $\Delta\beta$ друг относительно друга. При этом полупространство, в котором расположен излучатель, будет разбито на nm равных телесных углов, опирающихся на сферические четырехугольники с угловыми размерами сторон, равными $\Delta\beta$ и $\Delta\alpha$. Каждый телесный угол, опирающийся на такой сферический четырехугольник, будет равен

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{nm}.$$

В плоскости контура излучателя, перпендикулярной оси зональных телесных углов, след каждого угла $\Delta\omega$ будет сектором кольца, образованного двумя смежными окружностями — следами границы зональных телесных углов (рис. 2-34). Расчет величины телесного угла излучателя осуществляется наложением вспомогательного расчетного графика на контур излучателя. На расчетном графике нанесены следы пересечения плоскости контура с семейством конических поверхностей [см. уравнение (2-67)] и продольными плоскостями, проходящими через ось зональных телесных углов (рис. 2-34). Центр графика при наложении на контур излучателя должен совмещаться с проекцией исследуемой точки на плоскость контура излучателя. Определив количество кольцевых секторов в пределах контура излучателя, легко найдем величину телесного угла излучателя:

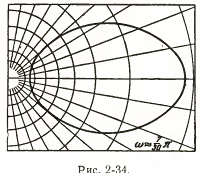


Рис. 2-34.

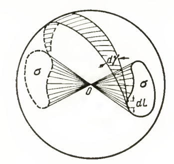
$$\omega = N\Delta\omega = \frac{2\pi N}{nm},$$

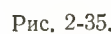
где N — количество кольцевых секторов в пределах контура излучателя, подсчитанное по вспомогательному графику.

Общий вид уравнения, определяющего телесный угол, может быть получен интегрированием выражения элементарного телесного угла по поверхности излучателя [см. уравнение (1-16а)]:

$$\omega = \int\limits_{\omega} d\omega = \int\limits_{S} \frac{\cos\vartheta_i}{l_i^2}\,dS.$$

Как показал проф. А. А. Гершун [Л. 29], это уравнение удобнее использовать после преобразования интеграла по поверхности к контурному интегралу, взятому по направляющим конической поверхности телесного угла, т. е. по любой замкнутой кривой, лежащей на конической поверхности. Для этой цели построим телесный угол, „противоположный" заданному (рис. 2-35), продолжив образующие конической поверхности заданного телесного угла. Проведя из общей вершины телесных углов сферу произвольного радиуса r, нетрудно увидеть, что противоположные телесные углы равны между собой.




Рис. 2-35.

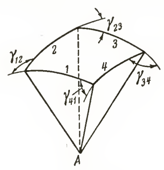


Рис. 2-36.

Выделим элемент dL сферической кривой, являющейся следом (контуром) пересечения конической поверхности телесного угла со сферой. Пусть на протяжении этого элемента касательные к контуру меняют направление на угол $d\gamma$. Плоскости, касательные к конической поверхности и проходящие через точки начала и конца выделенного элемента контура, образуют двугранный угол $d\gamma$ (рис. 2-35). Этот двугранный угол вырежет на сфере двуугольник площадью $dS = 2r^2 d\gamma$ *. Интегрируя полученное выражение по контуру телесного угла на сфере, получим площадь поверхности, покрывающей всю сферу, за исключением тех двух участков σ, на которые опираются „противоположные" телесные углы:

$$2\sigma + 2r^2 \int\limits_L d\gamma = 4\pi r^2,$$

или

$$\omega = 2\pi - \int\limits_L d\gamma, \tag{2-68}$$

так как $\omega = \frac{\sigma}{r^2}$ — искомый телесный угол. В полученном уравнении интеграл элементарного угла $d\gamma$ взят по замкнутому контуру конической поверхности искомого телесного угла.

* Линейному углу π соответствует полусфера с площадью $2\pi r^2$.

В случае m-гранного телесного угла интеграл по контуру переходит в сумму внешних углов между гранями этого угла (рис. 2-36):

$$\omega = 2\pi - \sum_{i=1}^{i=m} \gamma_{i,\,i+1}. \tag{2-69}$$

Следовательно, дополнение телесного многогранного угла до 2π равно сумме внешних углов между гранями пирамиды.

В частном случае четырехгранного телесного угла с прямоугольным контуром, если проекция вершины угла совпадает с одной из вершин контура (рис. 2-37), будем иметь:

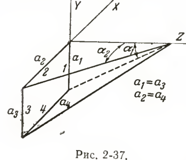


Рис. 2-37.

$$\omega = \frac{\pi}{2} - \gamma_{3,4}, \tag{2-69a}$$

так как

$$\gamma_{1,2} = \gamma_{2,3} = \gamma_{4,1} = \frac{\pi}{2}.$$

В приведенном равенстве внешний угол между третьей и четвертой гранями выражен в радианах. Косинус этого угла, как это можно видеть из рис. 2-37, определится произведением синусов углов α_1 и α_2, под которыми видны стороны *1* и *2* прямоугольного контура телесного угла из его вершины:

$$\cos\gamma_{3,4} = \sin\alpha_1 \sin\alpha_2.$$

В соответствии с уравнением (2-69a) искомый телесный угол определится как

$$\omega = \arcsin(\sin\alpha_1 \sin\alpha_2), \tag{2-70}$$

или

$$\omega = \operatorname{arctg} \frac{p_1 p_2}{\sqrt{1 + p_1 + p_2}}, \tag{2-70a}$$

где $p_1 = \frac{a_1}{l}$ и $p_2 = \frac{a_2}{l}$.

Для малых значений углов α_1 и α_2 телесный угол приближенно[1] определится как

$$\omega \approx \alpha_1 \alpha_2. \tag{2-70б}$$

[1] Для углов $\alpha_i \leqslant 10°$ ошибка не превышает 11%.

2-13. Поле плоского равнояркого диска

Для иллюстрации возможности расчета характеристик поля на основе анализа распределения световых линий рассмотрим расчет поля равнояркого диска. На рис. 2-38 представлено продольное сечение поля, где CC' — диаметр диска, создающего поле; A — исследуемая точка поля. След осевого сечения эллиптического конуса телесного угла изображен отрезками прямых AC и AC'. Ось конуса телесного угла совпадает и биссектрисой угла α, под которым виден из исследуемой точки поля диаметр диска в продольной плоскости[1]. Следовательно,

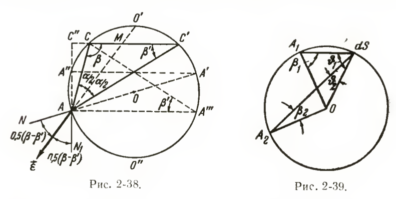


Рис. 2-38. Рис. 2-39.

световыми линиями в поле равнояркого диска являются софокусные гиперболы с фокусами в точках C и C'. Световые трубки такого поля ограничены поверхностями гиперболоидов, получаемых в результате вращения гипербол (световых линий) вокруг нормали к диску в его центре.

Для определения величины светового вектора в исследуемой точке поля проведем через точки A, C и C' окружность (рис. 2-38). Эта окружность является следом пересечения продольной плоскости со сферой, проходящей через исследуемую точку поля A и контур светящего диска. Нетрудно видеть, что поверхность такой сферы будет одинаково освещена излучениями равнояркого диска. Согласно уравнению (2-42) поля равнояркого диска и сферического сегмента, опирающегося на контур этого диска, одинаковы. Пользуясь этим, рассмотрим, как распределится поток сферического сегмента по сферической поверхности. Освещенность, создаваемая равноярким элементом сферической поверхности, на любом другом участке

[1] Продольная плоскость — плоскость, проходящая через ось симметрии поля.

этой же поверхности определится как

$$dE = \frac{BdS}{l_i^2} \cos \vartheta_i \cos \beta_i = \frac{B}{d^2} dS = \text{const},$$

так как $\vartheta_i = \beta_i$, где

$d = 2r$ — диаметр сферы;

B — яркость излучателя.

Таким образом, внутренняя поверхность любой сферы, построенной на контуре равнояркого диска (рис. 2-40), будет освещена излучением этого диска равномерно. Величина этой освещенности может быть найдена, если будет известен полный поток, излучаемый сферическим сегментом. Площадь поверхности этого сегмента будет равна:

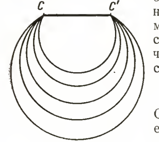


Рис. 2-40.

$$\sigma = 2\pi r^2 (1 - \cos \alpha).$$

Следовательно, световой поток, излучаемый сегментом, определится как

$$F_\sigma = 2\pi^2 r^2 B (1 - \cos \alpha).$$

При равномерном распределении этого потока по поверхности сферы ее освещенность будет равна:

$$E = \frac{\pi}{2} B (1 - \cos \alpha) = \pi B \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \tag{2-71}$$

Следует отметить, что любая сфера, проходящая через контур исследуемого диска (рис. 2-40), является не только поверхностью равной освещенности, но и геометрическим местом точек, в которых освещенность плоскости, параллельной диску, одинакова и равна освещенности сферы в этой же точке. Это свойство сферических поверхностей, проходящих через контур дискового излучателя, следует из того, что углы между световым вектором и нормалями N в точке A к поверхности сферы и к плоскости, параллельной диску N_1, равны (рис. 2-38). Вследствие равенства дуг $A'O'A''$ и $AO''A'''$, каждый из этих углов равен 0,5 $(\beta - \beta')$. Следовательно, величина светового вектора в исследуемой точке A поля равнояркого диска равна:

$$|\vec{\varepsilon}| = \pi B \frac{\sin^2 \frac{\alpha}{2}}{\cos \frac{\beta - \beta'}{2}}. \tag{2-72}$$

Направление светового вектора в любой точке поля, как было показано, совпадает с биссектрисой угла α, под которым виден диаметр диска из исследуемой точки поля в продольной плоскости.

Введя угол α', под которым из точки A видна хорда диска, проходящая через его световой центр M и перпендикулярная диаметру продольного сечения CC', получим:

$$\left|\vec{\varepsilon}\right| = \pi B \sin\frac{\alpha}{2} \sin\frac{\alpha'}{2}, \tag{2-72a}$$

так как согласно условию определения угла α'

$$\sin\frac{\alpha'}{2} = \frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\beta-\beta'}{2}}.$$

Нетрудно видеть, что углы α и α' определяют в угловой мере большую и малую оси сферического эллипса, вырезаемого телесным углом излучателя на поверхности сферы единичного радиуса с центром в исследуемой точке A. Проекцией этого эллипса на плоскость, перпендикулярную оси телесного угла AM, будет эллипс с полуосями $\sin\frac{\alpha}{2}$ и $\sin\frac{\alpha'}{2}$ и площадью

$$S' = \pi \sin\frac{\alpha}{2} \sin\frac{\alpha'}{2}.$$

Как следует из уравнений (2-22) и (2-39), величина светового вектора определяется произведением яркости излучателя на площадь проекции участка сферической поверхности единичного радиуса на плоскость, перпендикулярную оси телесного угла (направлению светового вектора):

$$\left|\vec{\varepsilon}\right| = BS'. \tag{2-73}$$

Это уравнение, полученное нами для частного случая, является общим для всех равноярких излучателей.

Средняя сферическая освещенность в точках поля равнояркого диска может быть найдена указанным ранее графическим способом или непосредственным расчетом телесного угла излучателя:

$$\omega = 2\pi \sin\frac{\alpha}{2} \sin\frac{\alpha'}{2}. \tag{2-74}$$

ФЛУКТУАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

2-14. Теория флуктуаций излучения

При термодинамическом равновесии, когда излучаемая энергия равна поглощаемой, среднее значение объемной плотности лучистой энергии постоянно, так как в любой конечный отрезок времени среднее значение числа поглощенных фотонов равно среднему значению вновь возникших фотонов в результате излучения. При этом частицы фотонного газа — фотоны беспорядочно движутся по всем направлениям замкнутой полости. Так же как в молекулярном газе имеется статистическое распределение частиц по скоростям, в фотонном газе наблюдается некоторое статистическое распределение фотонов по частотам колебаний, следовательно по величине импульса и энергии каждого фотона (см. § 1-3). Это распределение в фотонном газе согласно уравнению М. Планка (1-47) определяется температурой излучателя.

Наряду с постоянством среднего значения объемной плотности лучистой энергии и распределения излучения по спектру при постоянстве температуры неизбежно существование беспорядочной микроструктуры лучистого потока, обнаруживаемое статистическими отклонениями от средних значений любой лучистой величины, называемыми *флуктуациями излучения.* Таким образом, флуктуациями любой лучистой или световой величины являются случайные отклонения этой величины от ее среднего значения. Наличие флуктуаций излучения заставляет определять все лучистые величины как средние статистические значения характеристик тех микропроцессов, которые в совокупности составляют излучение (см. § 1-29). Вследствие того, что любой реальный излучатель состоит из бесчисленного множества элементарных излучающих частиц (молекул и атомов), беспорядочно взаимодействующих друг с другом соударениями, необходимо учитывать статистический хаос всех этих микропроцессов излучения. Отклонение любой лучистой величины от своего среднего статистического значения, проявляющееся в результате причин беспорядочного возникновения, распространения и затухания микропроцессов излучения, не связанных с квантовым строением излучения, принято называть *волновой (классической) флуктуацией излучения.* Следовательно, волновая флуктуация излучения является выражением беспорядочности молекулярных движений излучающей среды и интерференции хаотически возникающих элементарных волн.

Наряду с волновыми флуктуациями излучения обладают *квантовыми флуктуациями*, определяемыми спонтанностью излучения каждой микрочастицы. Таким образом, квантовая флуктуация излучения определяет отклонения объемной плотности числа фотонов от среднего ее значения, возникающие вследствие хаотичности элементарных процессов возникновения и поглощения фотонов.

Для исследования значений волновой и квантовой флуктуаций излучения рассмотрим возможные отклонения объемной плотности энергии излучения абсолютно черного тела от ее среднего значения. Для установления меры флуктуационных отклонений объемной плотности лучистой энергии предположим, что ее среднее значение в исследуемой точке поля $\bar{w}$ и мгновенное значение, соответствующее каждому данному моменту, w_i. Вследствие хаотичности процессов элементарных излучений среднее значение исследуемой величины может значительно отличаться от мгновенных значений этой величины:

$$\bar{w} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} w_i'.$$

Как показывает статистика случайных отклонений, одинаково вероятны случаи, когда $w_i > \overline{w}$ и когда $w_i < \overline{w}$.

Согласно уравнению Пуассона вероятность появления мгновенного значения w_i при среднем значении исследуемой величины $\overline{w}$ определится как

$$p(w_i) = \frac{\overline{w}^{w_i}}{e^{\overline{w}}\, w_i!}. \tag{2-75}$$

Приведенная зависимость вероятности возникновения того или иного различия мгновенного и среднего значений объемной плотности излучения показывает, что теоретически возможны любые отклонения мгновенных значений от средней величины, однако частота повторения этих отклонений тем меньше, чем больше отклонения.

Мерой флуктуации принято считать среднее квадратичное значение всех возможных отклонений от среднего значения исследуемой величины с учетом вероятности появления отклонений[1], называемое *квадратичной флуктуацией*:

$$\overline{\Delta w^2} = \overline{(w_i - \overline{w})^2}. \tag{2-76}$$

Квадратичную флуктуацию часто заменяют *средним квадратичным отклонением флуктуирующей величины*:

$$\delta = \sqrt{\overline{\Delta w^2}} = \sqrt{\overline{(w_i - \overline{w})^2}} \tag{2-76a}$$

или *относительным квадратичным отклонением*[2]

$$\sigma = \frac{\delta}{\overline{w}} = \frac{\sqrt{\overline{(w_i - \overline{w})^2}}}{\overline{w}}. \tag{2-76б}$$

Для исследования флуктуации объемной плотности лучистой энергии воспользуемся известным из статистической физики [Л. 38] уравнением

$$\overline{\Delta w^2} = kT^2 \frac{\partial \overline{w}}{\partial T}, \tag{2-77}$$

где k — постоянная Больцмана;

T — температура излучающего тела, °К.

---

[1] Выбор среднего квадратичного отклонения как меры флуктуации объясняется тем, что среднее арифметическое значение случайных отклонений равно нулю вследствие равной вероятности отклонений в сторону бо́льших и меньших значений относительно средней величины.

[2] В последующем изложении для сокращения написания $\overline{\Delta w^2}$ будем называть флуктуацией, δ — средним отклонением и σ — относительным отклонением.

В статистической термодинамике доказывается, что приведенное уравнение (2-77) применимо при определении любой физической величины, зависящей от температуры и плотности при постоянном объеме. А. Эйнштейн применил это уравнение для исследования флуктуации объемной плотности равновесного излучения [Л. 39]. Воспользовавшись этим приемом, рассмотрим флуктуацию объемной плотности энергии равновесного однородного излучения на участке спектра от ν до $\nu+d\nu$. Согласно уравнению (2-7) среднее значение объемной плотности лучистой энергии на участке от ν до $\nu+d\nu$ является функцией средней сферической освещенности:

$$\overline{w}=\frac{4\,(E_{4\pi})_\nu}{g\,(\nu)\,c},$$

где $(E_{4\pi})_\nu$ — средняя сферическая освещенность, создаваемая однородным излучением с частотой от ν до $\nu+d\nu$;

$g(\nu)$ — спектральная чувствительность глаза.

Для полости черного излучателя, ограниченной равнояркими стенками, средняя сферическая освещенность [см. уравнение (2-5)] определится как

$$(E_{4\pi})_\nu=0{,}25B_\nu\int\limits_{4\pi}d\omega=\pi B_\nu,$$

где B_ν — яркость излучающих стенок полости.

Следовательно, объемная плотность лучистой энергии на исследуемом участке спектра будет равна:

$$\overline{w}_\nu=\frac{4}{c}\,r\,(\nu T)\,d\nu, \tag{2-78}$$

так как

$$R_\nu=\pi B_\nu=r\,(\nu T)\,g(\nu)\,d\nu,$$

где R_ν — светность излучающих стенок полости;

$r\,(\nu T)$ — спектральная интенсивность плотности излучения.

Подставляя в полученное выражение функцию спектрального распределения энергии по Планку, получим:

$$\overline{w}_\nu=\frac{8\pi h}{c^3}\,\nu^3\left(e^{\frac{h\nu}{kT}}-1\right)^{-1}d\nu. \tag{2-78a}$$

Решая полученное уравнение (2-78а) совместно с термодинамическим выражением флуктуации объемной плотности равновесного излучения [см. уравнение (2-77)], найдем значение

флуктуации излучения:

$$\overline{\Delta w_\nu^2} = kT^2 \frac{\partial \overline{w}_\nu}{\partial T} = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 d\nu \left[h\nu \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1} + \right.$$

$$\left. + h\nu \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-2} \right].$$

Преобразовав полученное уравнение путем подстановки [уравнение (2-78а)], получим уравнение Эйнштейна:

$$\overline{\Delta w_\nu^2} = h\nu\, \overline{w}_\nu + \frac{c^3}{8\pi\nu^2 d\nu} (\overline{w}_\nu)^2. \qquad (2\text{-}79)$$

Для анализа уравнений Эйнштейна представим излучение в виде фотонного газа с мельчайшими однородными частицами — фотонами, обладающими энергией $h\nu$. Объемная плотность энергии такого однородного фотонного газа определится как

$$\overline{w}_\nu = \overline{N} h\nu,$$

где $\overline{N}$ — средняя объемная плотность числа фотонов в исследуемой точке поля.

Как известно из курса математической статистики, флуктуация любой случайно изменяющейся величины равна ее среднему значению. В частности, флуктуация числа фотонов в единице объема согласно этому правилу определится как

$$\Delta \overline{N}^2 = \overline{N}.$$

Следовательно, флуктуация объемной плотности лучистой энергии будет равна:

$$\overline{\Delta w_\nu^2} = \overline{\Delta N^2} (h\nu)^2 = (\overline{N} h\nu)\, h\nu = \overline{w}_\nu h\nu. \qquad (2\text{-}79а)$$

Сопоставляя полученный результат с первым членом исследуемого уравнения (2-79), можно сделать вывод, что этот член определяет квантовую флуктуацию излучения. Этот вывод следует из того, что уравнение (2-79а) было получено из условия рассмотрения излучения как фотонного газа, т. е. условия, определяющего квантовую сущность излучения.

Этот вывод подтверждается также тем, что второй член уравнения Эйнштейна стремится к нулю при $h\nu \gg kT$. Как известно, при $e^{\frac{h\nu}{kT}} > 100$, следовательно при $h\nu \gg kT$, уравнение Вина (1-46) с достаточной точностью описывает спектральное распределение излучения (см. § 1-16). Подставляя в уравнение (2-18) значение объемной плотности энергии по Вину [уравнение (1-46)], получим:

$$\overline{\Delta w_\nu^2} = kT^2 \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 \frac{h\nu}{kT^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu = h\nu \overline{w}_\nu,$$

так как согласно закону Вина

$$\bar{w}_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu.$$

На основании полученного равенства можно также сделать вывод о том, что первый член уравнения Эйнштейна определяет квантовую флуктуацию, так как закон Вина применим лишь к тем излучениям, фотоны которых велики; следовательно, дискретность их значительна.

Второй член уравнения А. Эйнштейна можно получить, приняв среднее значение объемной плотности энергии в соответствии с уравнением Релея—Джинса [см. уравнение (1-49)]:

$$\bar{w}_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT\, d\nu.$$

В этом случае, согласно уравнению (2-77), будем иметь:

$$\overline{\Delta w_\nu^2} = k^2T^2 \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu = \frac{c^3}{8\pi\nu^2 d\nu} (\bar{w}_\nu)^2. \qquad (2\text{-}79б)$$

Полученное выражение флуктуации полностью совпадает со вторым членом исследуемого уравнения (2-79), что позволяет судить о волновой сущности этой составляющей флуктуации излучения, так как уравнение Релея — Джинса приемлемо лишь для излучений с малыми квантами[1], т. е. когда $h\nu \ll kT$.

Из основного уравнения флуктуации излучения (2-79) следует, что роль волновой флуктуации увеличивается с ростом температуры. По данным акад. С. И. Вавилова [Л. 40] практическая значимость волновой флуктуации излучения ничтожна, так как даже при $T = 6\,000°$ K волновая флуктуация видимого излучения ($\lambda = 0{,}5$ *мк*) менее сотой доли квантовой флуктуации.

Резюмируя проведенный анализ уравнения Эйнштейна, описывающего флуктуацию равновесного излучения, можно сделать следующие выводы:

а) Наличие двух составляющих флуктуаций подчеркивает квантовые и волновые свойства излучения.

б) Квантовая и волновая флуктуации излучения аддитивны.

в) Для видимых и ультрафиолетовых излучений практическое значение имеет лишь квантовая флуктуация.

г) Роль волновой флуктуации повышается по мере уменьшения энергии фотонов, т. е. по мере увеличения длины волны флуктуирующего излучения.

[1] Вычисляя флуктуации излучения в результате анализа интерференции волн, т. е. приписывая излучению лишь волновые свойства, А. Эйнштейн получил результат, точно совпадающий со вторым членом своего уравнения.

2-15. Экспериментальные исследования квантовой флуктуации

Вследствие того, что в светотехнической практике, как правило, приходится использовать излучения с квантами $h\nu > kT$ *, флуктуация излучения в основном определяется квантовыми свойствами. При обычных применяемых на практике значениях плотности облучения число фотонов, излучаемых источником в единицу времени, очень велико. В результате очень большого числа малых по величине фотонов дискретность излучения нами не замечается. При очень малом по величине лучистом потоке, когда число фотонов, поглощаемых приемником в единицу времени, невелико, возможно обнаружение квантовой флуктуации лучистого потока, так как относительное отклонение объемной плотности излучения увеличивается по мере уменьшения числа фотонов, падающих на приемник:

$$\sigma = \frac{\sqrt{\overline{\Delta w_\nu^2}}}{\overline{w}_\nu} = \frac{\sqrt{\overline{w}_\nu h\nu}}{\overline{w}_\nu} = \sqrt{h\nu}\,\frac{1}{\sqrt{\overline{w}_\nu}} = \frac{1}{\sqrt{\overline{N}}},$$

так как

$$\overline{w}_\nu = \overline{N} h\nu$$

и из уравнения (2-79а)

$$\overline{\Delta w_\nu^2} = \overline{w}_\nu h\nu.$$

Таким образом, условиями возможности экспериментального обнаружения флуктуаций излучения являются:

а) малая яркость и кратковременность действия исследуемого излучения;

б) малая площадь изображения исследуемого излучателя на приемнике, при помощи которого ведется наблюдение флуктуации;

в) высокая различительная чувствительность приемника, позволяющая зарегистрировать малые по величине отклонения наблюдаемого излучения от среднего его значения.

Как показали исследования акад. А. Ф. Иоффе и Н. И. Добронравова [Л. 41], квантовая дискретность излучения и его флуктуации легко обнаруживаются для излучений с большими квантами, например для жестких рентгеновских лучей. Несоизмеримо труднее исследовать флуктуацию видимых излучений. Безупречные по технике эксперимента исследования флуктуации в этой области спектра были выполнены акад. С. И. Вавиловым и его учениками [Л. 40]. В этих исследованиях осуществлялась зрительная фиксация флуктуаций видимых излучений. Выбор в качестве приемника глаза объясняется очень высокой его чувствительностью в условиях темновой адаптации. Для наблюдения

* При $T = 3\,000°$ К значение $kT \approx 4 \cdot 10^{-20}$ *дж*.

флуктуаций светового потока было использовано возбуждение глаза кратковременными, малыми по угловому размеру и близкими к пороговому значению световыми вспышками.

Опыты по зрительному наблюдению квантовых флуктуаций светового потока проводились на установке, схема которой приведена на рис. 2-41. Глаз наблюдателя в течение опытов был фиксирован на красную фиксационную точку S, отражение которой от стеклянной пластинки G видел наблюдатель. Варьируя положение пластинки G, возможно менять угловое

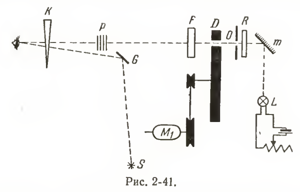


Рис. 2-41.

смещение линии наблюдения от фиксационнной линий (оси зрения). В большинстве опытов флуктуация наблюдалась периферией глаза при смещении от центральной ямки на 8°. На это место сетчатки падал световой поток от источника света L, отраженный от зеркала m и прошедший через молочное стекло R, диафрагму O, отверстие во вращающемся диске D, фильтр F, стопу стеклянных пластин P и нейтральный оптический клин K. Диск D, вращаемый синхронным моторчиком M_1 со скоростью 1 об/сек, открывает путь лучу по направлению к глазу наблюдателя на 0,1 *сек* за каждый оборот. Таким образом, наблюдатель видит с периодичностью $t=1$ *сек* кратковременную вспышку света ($\tau=0,1$ *сек*), яркость которой можно варьировать стопой стеклянных пластин P и оптическим клином K. Фильтр F применялся для выделения желательной части спектра. При исследовании флуктуации однородных излучений источник L заменялся монохроматором. Наблюдатель замечал вспышку света лишь в тех случаях, когда число фотонов, достигших сетчатки, n_i было равно или больше порогового числа фотонов $n_{пор}$. Подобрав режим, близкий к пороговому, экспериментатор направлял в глаз наблюдателя периодические вспышки. Вследствие флуктуации числа фотонов, попавших в глаз при данной (i-той) вспышке, n_i могло иметь место как $n_i \leq n_{пор}$, так и

$n_i \geqslant n_{пор}$. Следовательно, некоторые из предъявленных наблюдателю вспышек он замечал ($n_i \geqslant n_{пор}$), а некоторые были ему не видны ($n_i < n_{пор}$). Наблюдатель фиксировал на ленте хронографа все замеченные вспышки. На этой же ленте фиксировались автоматически все вспышки, предъявленные наблюдателю. В том случае, когда яркость вспышки значительно больше порогового значения яркости, вероятность такой флуктуации, при которой $n_i < n_{пор}$, ничтожно мала, вследст-

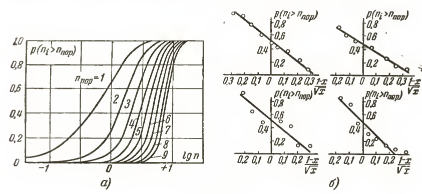


Рис. 2-42.

вие чего все предъявленные наблюдателю вспышки будут им замечены. По мере уменьшения яркости вспышки, т. е. уменьшения среднего числа фотонов, падающих на сетчатку, будет увеличиваться вероятность флуктуаций, приводящих к неравенству $n_i < n_{пор}$, следовательно к пропуску наблюдателем таких вспышек [см. уравнение (2-75)].

Вероятность события, когда $n_i > n_{пор}$, т. е. вероятность обнаружения вспышки, может быть установлена суммой ряда вероятностей для $n_i = n_{пор}$, $n_i = n_{пор} + 1$ и т. д. до $n_i = \infty$, каждая из которых определится согласно уравнению (2-75):

$$p(n_i \geqslant n_{пор}) = \sum_{n_i = n_{пор}}^{n_i = \infty} p(n_i) = \sum_{n_i = n_{пор}}^{n_i = \infty} \frac{\bar{n}^{n_i}}{e^{\bar{n}} n_i!}. \qquad (2\text{-}80)$$

Пользуясь этой зависимостью, можно построить семейство кривых вероятности увидеть вспышки ($n_i \geqslant \bar{n}$) для различных значений $n_{пор}$. Построив в этих же координатных осях экспериментальную кривую вероятности обнаружения вспышки в функции $\bar{n}$, можно определить $n_{пор}$, подбирая из семейства

теоретических кривых (рис. 2-42,*а*) наиболее похожую по форме на форму кривой, построенной по экспериментальным данным.

Как показал акад. С. И. Вавилов, $n_{пор}$ можно определить значительно проще, пользуясь некоторыми приближениями. Для этой цели выражение вероятности обнаружения вспышки [уравнение (2-80)] преобразовывается для $n_{пор} \gg 1$:

$$p(n_l \geqslant n_{пор}) = \frac{1}{2\pi \bar{n}} \int\limits_{n_l = n_{пор}}^{n_l = \infty} e^{\frac{-(n_l - \bar{n})^2}{2\bar{n}}} dn_l. \quad (2\text{-}80а)$$

Для интервала вероятностей 0,1 — 0,9, с которым приходится иметь дело на практике, полученное уравнение вероятности [уравнение (2-80а)] можно привести к следующему приближенному выражению:

$$p(n_l \geqslant n_{пор}) = 0{,}5 - 0{,}5\,\frac{1-x}{\sqrt{x}} \sqrt{\frac{n_{пор}}{2}}, \quad (2\text{-}80б)$$

где $x = \frac{\bar{n}}{n_{пор}}$ — отношение среднего числа фотонов, поглощенных светочувствительными окончаниями волокон зрительного нерва за время каждой вспышки, к пороговому числу фотонов.

Изобразив графически зависимость $p = f\left(\frac{1-x}{\sqrt{x}}\right)$, получим (рис. 2-42,*б*) прямую с углом наклона по отношению к оси абсцисс:

$$\theta = \operatorname{arctg}\left(-0{,}5\sqrt{\frac{n_{пор}}{2}}\right).$$

Следовательно, угол наклона прямой $p = f\left(\frac{1-x}{\sqrt{x}}\right)$ определяет пороговое число фотонов:

$$n_{пор} = 8\ \operatorname{tg}^2(\pi - \theta). \quad (2\text{-}81)$$

Возможность опытного определения числа действующих фотонов $n_{пор}$ и расчета среднего числа фотонов, поглощенных сетчаткой, n_α по числу фотонов, упавших на зрачок, N

$$n_\alpha = \tau N$$

позволила определить, какая часть из упавших на сетчатку фотонов вступила в фотохимическую реакцию с молекулами светочувствительного вещества [1]:

$$\eta_к = \frac{n_{пор}}{n_\alpha} = \frac{n_{пор}}{\tau N}.$$

Экспериментальное исследование квантовой флуктуации излучения, проведенное акад. С. И. Вавиловым и его учениками,

[1] Долю фотонов, вступивших в реакцию преобразования излучения из общего числа поглощенных фотонов, принято называть квантовым выходом процесса преобразования излучения (см. § 3-1).

а также сопоставление опытных результатов с теоретическими показали:

а) Вероятность обнаружения вспышек, близких к пороговым, может быть вычислена по уравнению Пуассона [см. уравнение (2-75)], что подтверждает теоретические предположения о квантовой флуктуации числа фотонов, поглощенных сетчатой оболочкой глаза.

б) Для разных наблюдателей и в разных опытах пороговое число фотонов колеблется в пределах 8—50 при колебаниях для одного и того же наблюдателя в разные дни до двукратных значений.

г) Квантовый выход процесса преобразования лучистой энергии в энергию зрительного процесса в условиях темновой адаптации равен 0,2—0,22, что соответствует среднему пороговому числу фотонов, упавших на зрачок глаза наблюдателя, N=50—250.

Приведенные выводы показывают, что серия работ акад. С. И. Вавилова и его учеников по исследованию флуктуации видимых излучений, помимо подтверждения квантовой сущности процесса флуктуации, дала существенно важный материал для решения некоторых основных вопросов физиологической оптики. Исследования С. И. Вавилова были повторены американским физиологом З. Хехтом и его сотрудниками в 1941 г. [Л. 42]. Результаты их опытов подтвердили все принципиальные выводы работ С. И. Вавилова. Пороговое значение числа фотонов по З. Хехту[1] равно 5—8 при квантовом выходе $\eta_к = 0{,}12$.

2-16. Роль флуктуаций излучения в зрительном процессе

В своих работах по флуктуации излучения акад. С. И. Вавилов неоднократно указывал, что флуктуацию лучистой энергии можно обнаружить зрительно лишь при малых порциях энергии, поглощаемой молекулами светочувствительного вещества глаза наблюдателя в условиях, близких к пороговым.

Пользуясь этим, рассмотрим случай порогового обнаружения объекта наблюдения в виде кружка с угловым размером его диаметра α на фоне равномерной яркости B. Относительная разность яркости объекта наблюдения и фона, называемая *контрастом яркости*, может иметь положительное или отрицательное значение в зависимости от величины яркости объекта $B_о$ по сравнению с яркостью фона B:

$$k = \frac{B_о - B}{B}.$$

С достаточной для практики точностью следует предполагать, что при кратковременном наблюдении объекта глазом, предвари-

[1] Все исследования З. Хехта проведены с тремя наблюдателями.

тельно адаптированным к яркости фона, концентрация молекул фотореагента на участке изображения объекта и фона будет одинакова. При этом контраст яркости объекта наблюдения с фоном определится отношением разности среднестатистических значений числа эффективно поглощенных фотонов участком изображения объекта на сетчатой оболочке с яркостями B_o и B к среднестатистическому числу эффективных фотонов на участке фона[1] за время ϑ сохранения зрительного ощущения:

$$k=\frac{\Delta n}{\overline{n}}=\frac{\overline{n}_o-\overline{n}}{\overline{n}}. \qquad (2\text{-}82)$$

Как показал Е. С. Ратнер [Л. 43], 50-процентная вероятность обнаружения объекта наблюдения с яркостью B_o на фоне с яркостью B определяется равенством разности средних значений числа фотонов, эффективно поглощенных за время ϑ на участке изображения объекта и фона, величине отклонения этой флуктуирующей разности [Л. 43]:

$$\Delta n=\overline{n}_o-\overline{n}=\sqrt{\Delta\overline{(n_o-n)^2}}. \qquad (2\text{-}83)$$

Для обеспечения большей вероятности обнаружения объекта на поверхности равнояркого фона необходимо, чтобы средняя разность числа эффективно поглощенных фотонов с запасом превышала величину отклонения:

$$\Delta n\geqslant x\sqrt{\Delta\overline{(n_o-n)^2}}, \qquad (2\text{-}83а)$$

где $x=\frac{\Delta n}{\Delta n_{пор}}$ — коэффициент запаса, определяемый необходимой вероятностью p обнаружения детали [см. уравнение (2-80б)].

Преобразуя уравнение (2-83а) путем замены $\Delta\overline{(n_o-n)^2}=\overline{n}_o+\overline{n}$, получим:

$$\Delta n\geqslant x\sqrt{2\overline{n}+\Delta n}.$$

Решая это уравнение относительно $k=\frac{\Delta n}{\overline{n}}$, будем иметь:

$$\frac{\Delta n^2}{2\overline{n}+\Delta n}\geqslant x^2,$$

[1] Заметность детали, отличающейся от фона по яркости, определяется относительным приростом среднестатистического значения числа эффективно поглощенных фотонов на участке изображения детали наблюдения при изменении яркости от B до B_0.

или

$$\frac{k^2\bar{n}}{2+k} \geqslant x^2.$$

Переходя к фотометрическим величинам, получим окончательное равенство, определяющее зависимость между пороговыми значениями контраста яркости k, углового размера детали наблюдения α и яркости фона B:

$$\frac{\alpha^2 k^2 B}{2+k} = cx^2, \qquad (2\text{-}84)$$

так как среднестатистическое число эффективно поглощенных фотонов $\bar{n}$ пропорционально произведению площади изображения объекта наблюдения на освещенность этого участка сетчатой оболочки:

$$\bar{n} \sim \sigma_o E_c,$$

или

$$c\bar{n} = \alpha^2 B,$$

где c — коэффициент пропорциональности, определяемый коэффициентом пропускания глазных сред, диаметром входного отверстия зрачка и временем сохранения зрительного ощущения.

Исследуя уравнение (2-84), можно сделать следующие выводы:

1. При больших значениях контраста яркости ($k \gg 2$), следовательно при малых значениях углового размера объекта наблюдения, можно считать $2+k \approx k$ или

$$\alpha^2 k B = \text{const};$$

следовательно,

$$\left.\begin{aligned} &\alpha^2 \Delta B = \text{const}, \\ \text{или} \quad &\alpha^2 B_o \approx \text{const}. \end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}84\text{a})$$

Полученное уравнение, определяющее независимость пороговой освещенности на зрачке наблюдателя от углового размера светящего пятна, принято называть *законом Рикко*.

2. При малом значении контраста яркости ($0 < k \leqslant 2$), следовательно при больших значениях углового размера светящего пятна, уравнение (2-84) можно написать в упрощенном виде[1]:

---

[1] Идея расчета зрительных функций на основе анализа квантовых флуктуаций излучения была впервые предложена акад. А. А. Лебедевым в 1943 г. Значительно позже полученное упрощенное уравнение было опубликовано [Л. 44] в зарубежной и отечественной периодической печати.

$$\left.\begin{aligned} a^2k^2B &= \text{const}, \\ \text{или} \quad \alpha\Delta B &\approx \text{const}. \end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}84б)$$

3. Решение исследуемого уравнения (2-84) относительно k имеет два корня: k_+ и k_-, связанных соотношением

$$k_- = \frac{2k_+}{2+k_+}. \qquad (2\text{-}85)$$

Из этого соотношения можно видеть, что одинаковая вероятность обнаружения объектов наблюдения с положительным и отрицательным контрастами яркости в условиях одинаковой яркости фона возможна при бо́льших значениях контраста или углового размера объекта с положительным контрастом, что вполне подтверждается результатами экспериментов.

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПУЧКА ЛУЧЕЙ

2-17. Общие соображения и определения

Энергетические характеристики отражения и пропускания лучистого потока веществом определяются коэффициентами отражения и пропускания, численно равными отношению лучистых потоков [см. уравнения (1-36) и (1-37)]. Для наиболее простого случая направленного отражения и пропускания геометрическая оптика устанавливает правила, определяющие направление отраженного и прошедшего внутрь тела пучков лучей. Эти правила, сформулированные на основе корпускулярных свойств излучения, могут быть обобщены единым положением, носящим название *принципа Ферма.* Согласно этому принципу, сформулированному в 1649 г. французским математиком П. Ферма (1601—1665), путь распространения излучения между двумя точками пространства определяется минимумом времени, необходимого для прохождения излучения между этими точками. Исходя из этого принципа, распространение излучения в оптически однородной среде является прямолинейным, так как прямая является кратчайшим расстоянием между двумя точками пространства. В оптически неоднородных средах формулировка принципа Ферма требует введения понятия об оптической длине пути пучка лучей. Вследствие того, что фазовая скорость распространения излучения обратно пропорциональна показателю преломления вещества, время, необходимое для прохождения пучка лучей в однородной среде с показателем преломления n_i, определится величиной, пропорциональной произведению геометрической длины пути на показатель преломления. Это произведение ln_i принято называть *оптической длиной пути* пучка лучей.

Для оптически неоднородной среды оптическая длина пути между двумя точками поля O и A определяется интегралом элементарного значения оптического пути по кривой распространения излучения от точки O к точке A (рис. 2-43):

$$L_O = \int_{OA} n_i dl_i. \qquad (2\text{-}86)$$

Современная формулировка принципа Ферма такова: излучение распространяется по пути, оптическая длина которого экстремальна, т. е. является либо минимальной из всех возможных, либо максимальной.

Условия экстремальности оптической длины пути определяются равенством нулю вариаций уравнения (2-86):

$$\delta \int_{AO} n_i dl_i = 0. \qquad (2\text{-}87)$$

Рис. 2-43.

Рис. 2-44.

Полученное выражение является математической формулировкой принципа Ферма.

Пользуясь этим общим принципом геометрической оптики, рассмотрим случай отражения и преломления пучка лучей на границе двух прозрачных сред с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 2-44). Определяя путь пучка лучей из точки O в точку A (отраженный пучок лучей), напишем выражение оптической длины пути из точки O в точку A:

$$L_O = n_1 \left[\sqrt{x^2 + y_1^2} + \sqrt{(x_2 - x)^2 + y_2^2} \right].$$

Как известно, ось пучка отраженных лучей лежит в плоскости падения, что должно быть ясно в соответствии с принципом Ферма без доказательств. Расположение отраженного пучка лучей в плоскости падения позволяет определить экстремальность оптической длины пути OCA по первой производной его выражения:

$$\frac{\partial L_O}{\partial x} = \frac{n_1 x}{\sqrt{x^2 + y_1^2}} - \frac{n_1 (x_2 - x)}{\sqrt{(x_2 - x)^2 + y_2^2}} = 0.$$

Подставляя значения

$$\sin i_1 = \frac{x}{\sqrt{x^2+y_1^2}} \quad \text{и} \quad \sin i_2 = \frac{x_2 - x}{\sqrt{(x_2-x)^2+y_2^2}},$$

получим известное правило направленного (зеркального) отражения:

$$\sin i_1 = \sin i_2, \quad \text{или} \quad i_1 = i_2.$$

Также нетрудно, исходя из принципа Ферма, получить правило преломления пучка лучей, вошедшего во вторую среду. Выражение оптической длины пути пучка лучей из точки O в точку A' определится (рис. 2-44) как

$$L_O = n_1\sqrt{x^2+y_1^2} + n_2\sqrt{(x_3-x)^2+y_3^2},$$

откуда

$$\frac{\partial L_O}{\partial x} = n_1\frac{x}{\sqrt{x^2+y_1^2}} - n_2\sqrt{(x_3-x)^2+y_3^2} = 0.$$

Следовательно,

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin j.$$

В геометрической оптике принято отношение синусов углов падения и преломления, равное отношению показателей преломления второй и первой сред, называть *относительным показателем преломления* второго вещества к первому:

$$\frac{\sin i}{\sin j} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \tag{2-88}$$

Этот показатель преломления, как известно (§ 1-3), определяется отношением фазовых скоростей распространения излучения в первой и второй средах. При помощи рассмотренных правил, определяющих направления отраженного и преломленного пучков лучей, нельзя установить энергетические соотношения между падающим, отраженным и прошедшим пучками лучей. Для решения этой задачи необходимо иметь физические представления о процессах взаимодействия электромагнитной волны с молекулами вещества.

Определение энергетических соотношений падающих, отраженных и прошедших излучений возможно на основе электронной теории взаимодействия излучения с электронами вещества. Как показал голландский физик, автор электронной теории Г. А. Лоренц (1853 — 1928), для понимания многих явлений взаимодействия излучения с веществом достаточно ограничиться гипотезой о существовании внутри атомов электронов, способных совершать колебания относительно положений равновесия под действием возбуждающего их электромагнитного поля [Л. 45]. Вследствие того, что расстояния между атомами вещества очень малы и

в среднем даже для газа при нормальном давлении меньше длины волны видимого излучения, вторичные волны, возникающие в результате вынужденных колебаний электронов, интерферируют между собой и с волной падающего излучения [1].

Возникающей интерференцией первичных и вторичных волн могут быть объяснены процессы отражения излучения и распространения его внутри взаимодействующего вещества. Расчет такой интерференционной картины очень сложен, и в связи с этим энергетические соотношения первичного (падающего) и вторичных (отраженного и преломленного) излучений обычно определяют на основе более формальной теории К. Максвелла. Эта теория, как уже было показано в гл. 1, учитывает свойства взаимодействующего вещества макроскопически, путем введения диэлектрической ε^* и магнитной μ^* проницаемостей, а также электропроводности σ. Электронная теория Г. Лоренца, являющаяся логическим развитием и продолжением теории К. Максвелла, объясняет феноменологические характеристики ε^* и μ^* электрической и магнитной поляризацией вещества, возникающей в результате смещения электронов и ориентации дипольных молекул.

Для решения вопроса об энергетических соотношениях первичного и вторичных пучков лучей необходимо напомнить [см. уравнение (1-9а)], что плотность лучистого потока на поверхности, перпендикулярной оси пучка параллельных лучей, определится произведением квадрата напряженности электрического поля плоской волны на скорость распространения излучения в исследуемой среде:

$$\frac{\mathbf{F}}{S} = \frac{v\varepsilon^*}{2}\mathscr{E}_m^2 = v\varepsilon^*\overline{\mathscr{E}}^2, \qquad (2\text{-}89)$$

где S — площадь сечения пучка лучей (перпендикулярно оси);
$\mathscr{E}_m$ и $\mathscr{E}$ — амплитуда и среднее значение напряженности электрического поля;
v — фазовая скорость распространения излучения в исследуемой среде.

Следовательно, лучистый поток, пронизывающий площадку, расположенную перпендикулярно распространению излучения, определится для любой среды с показателем преломления n_i следующим уравнением:

$$\mathbf{F}_i = \frac{v_i S_i \varepsilon_i' \varepsilon_0}{2}\mathscr{E}_m^2 = \frac{c\varepsilon_0}{2} S_i \frac{\varepsilon_i'}{n_i}\mathscr{E}_m^2,$$

[1] Возможность интерференции первичной и вторичных волн определяется их когерентностью между собой, так как вторичные волны, излучаемые близ расположенными электронами, возбуждаются одним цугом первичных волн.

или

$$\mathsf{F}_i = c\varepsilon_0 S_i \frac{\varepsilon_i'}{n_i} \overline{\mathscr{E}}^2. \qquad (2\text{-}89\text{a})$$

Для полной характеристики падающего излучения необходимо знать дополнительно степень его поляризации. Как известно из элементарной физики, волна электромагнитного возмущения является поперечной волной, следовательно, векторы напряженности электрического и магнитного полей расположены в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В волнах оптического излучения большинства источников колебания напряженности поля не упорядочены, что определяется хаотичностью возникновения элементарных процессов излучения в результате возбуждения колебаний микроизлучателей, ориентированных в различных плоскостях, а также хаотичностью их затухания. Совокупность таких элементарных процессов излучения, характеризующихся непрерывным изменением направления вектора напряженности электрического поля в плоскости, перпендикулярной оси пучка лучей, принято называть *естественным или неполяризованным излучением.*

В отличие от естественных излучений в природе бывают *излучения поляризованные.* Одной из разновидностей поляризации излучения является линейная поляризация. *Линейно поляризованное (плоскополяризованное) излучение* характеризуется расположением вектора напряженности электрического поля всегда в одной продольной плоскости. Такие излучения, как правило, получаются в результате прохождения естественного излучения через анизотропное вещество (кристалл). Как показывает опыт, при прохождении естественного излучения через большинство прозрачных кристаллов происходит разделение пучка лучей на два полностью поляризованных излучения во взаимно перпендикулярных плоскостях. Оба эти пучка имеют одинаковую яркость, т. е. одинаковые амплитуды колебания напряженности поля. Колебания электрического вектора одного из пучков лежат в плоскости, перпендикулярной главному сечению кристалла [1]. Этот *пучок лучей* называется *обыкновенным* в отличие от *необыкновенного пучка,* имеющего колебания электрического вектора в плоскости главного сечения.

Второй пучок лучей принято называть необыкновенным потому, что показатель преломления этого пучка неодинаков для различных углов падения. В природе мы встречаем не только естественные (неполяризованные) и поляризованные излучения, но также и частично поляризованные излучения.

---

[1] Плоскостью главного сечения кристалла принято называть плоскость, проходящую через ось исследуемого пучка лучей и главную ось кристалла, по направлению которой не происходит двойного лучепреломления.

Частичная поляризация излучения характеризуется тем, что одна из продольных плоскостей является плоскостью наиболее вероятных колебаний электрического вектора. Пучок частично поляризованного излучения в отличие от пучка естественного излучения не обладает статистической симметрией относительно направления его распространения.

Частично поляризованное излучение можно рассматривать как смесь естественного и плоскополяризованного излучений или смесь двух излучений неодинаковой яркости, плоскополяризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Степень поляризации частично поляризованного излучения определяется отношением потока (яркости) поляризованной части излучения к его полному потоку (яркости):

$$\Delta=\frac{\mathrm{F}_n}{\mathrm{F}_n+\mathrm{F}_e}=\frac{\mathrm{F}'-\mathrm{F}''}{\mathrm{F}'+\mathrm{F}''}=\frac{(\mathcal{E}'_m)^2-(\mathcal{E}''_m)^2}{(\mathcal{E}'_m)^2+(\mathcal{E}''_m)^2}, \qquad (2\text{-}90)$$

где F_n и F_e — поляризованная и естественная составляющие частично поляризованного излучения;

F' и F'' — потоки обыкновенного и необыкновенного излучений, на которые можно разложить исследуемый пучок частично поляризованного излучения;

$\mathcal{E}'_m$ и $\mathcal{E}''_m$ — амплитуды электрического вектора обыкновенного и необыкновенного излучений.

Если на кристалл двойного преломления, например на кристалл исландского шпата $CaCO_3$ *, направить линейно поляризованный пучок лучей, он пройдет через кристалл лишь частично. Предположим, что плоскость колебания электрического вектора падающего поляризованного пучка лучей CC'' смещена на угол φ относительно плоскости главного сечения кристалла OO' (рис. 2-45). В этом случае амплитуда волны излучения, прошедшего через кристалл, определяется проекцией амплитуды падающей волны на направление главного сечения кристалла:

$$\mathcal{E}''_m=\mathcal{E}_m\cos\varphi.$$

Рис. 2-45.

* Свойством двойного лучепреломления обладают кристаллы сернокислого иодистого хинина (герапатита). Целлюлозная пленка с введенными в нее одинаково ориентированными кристалликами герапатита называется *поляроидом* и широко применяется во всех случаях искусственной поляризации излучения.

Следовательно, поток излучения, прошедшего через кристалл, будет пропорционален квадрату косинуса угла между плоскостью поляризации падающего луча и главным сечением кристалла анализатора:

$$\mathbf{F}'' = \tau \mathbf{F} \cos^2 \varphi, \tag{2-91}$$

где $\mathbf{F}$ — поток падающего на кристалл излучения;

τ — коэффициент пропускания кристалла при совпадении плоскостей поляризации и главного сечения.

Полученное соотношение потоков, прошедших через кристалл двойного преломления, принято называть *законом Малюса* по имени французского физика, члена Парижской академии наук Э. Малюса (1775—1812).

2-18. Отражение и преломление пучка лучей на границе двух диэлектриков

Пучок параллельных лучей однородного излучения с частотой ν и амплитудой колебания напряженности электрического поля $\mathscr{E}_m$ падает под углом i на границу двух прозрачных диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 2-46). Принимая во внимание, что исследуемые диэлектрики не имеют зарядов и электропроводность их равна нулю, можно написать систему уравнений Максвелла для замкнутого контура, проходящего через первый и второй диэлектрики вблизи границы между ними (рис. 2-47):

$$\left.\begin{aligned} \oint D_n\,dS &= \int\limits_V \rho\,dV = 0; \\ \oint B_n\,dS &= 0, \\ \oint \mathscr{E}_l\,dl &= -\int \dot{B}_n\,dS, \\ \oint \mathscr{H}_l\,dl &= \int\limits_S (j + \dot{D}_n)\,dS = \int\limits_S \dot{D}_n\,dS, \end{aligned}\right\} \tag{2-92}$$

где D_n и B_n — проекции на нормаль к поверхности исследуемого контура векторов электрического смещения и магнитной индукции;

$\mathscr{E}_l$ и $\mathscr{H}_l$ — проекции векторов напряженности электрического и магнитного поля на касательную к исследуемому контуру;

$\rho = 0$ — объемная плотность электрического заряда;

$j = 0$ — плотность тока через исследуемый контур.

Расположив оси координатной системы так, чтобы плоскость XY совпадала с плоскостью исследуемого контура

(рис. 2-47), решим третье уравнение системы (2-92). Левая часть уравнения, определяющая циркуляцию вектора напряженности электрического поля по исследуемому замкнутому контуру, в нашем случае может быть преобразована как сумма

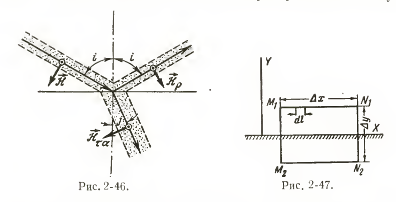


Рис. 2-46. Рис. 2-47.

интегралов по каждой из четырех сторон прямоугольного контура:

$$\oint \mathcal{E}_l\,dl = \int\limits_{N_1M_1} \mathcal{E}_l\,dl + \int\limits_{M_1M_2} \mathcal{E}_l\,dl + \int\limits_{M_2N_2} \mathcal{E}_l\,dl + \int\limits_{N_2N_1} \mathcal{E}_l\,dl = \mathcal{E}_X^{(1)}\Delta x - \mathcal{E}_X^{(2)}\Delta x.$$

Так как

$$\int\limits_{N_1M_1} \mathcal{E}_l\,dl = -\int\limits_{M_2N_2} \mathcal{E}_l\,dl.$$

Принимая во внимание постоянство скорости изменения потока магнитной индукции на каждом участке площади dS исследуемого контура $B_Z = \text{const}$, характерное для плоской волны параллельного пучка лучей, получим:

$$\int\limits_S \dot{B}_n\,dS = \dot{B}_Z\,\Delta x\,\Delta y.$$

Следовательно, уравнение электромагнитной индукции применительно к рассматриваемому случаю будет:

$$[\mathcal{E}_X^{(1)} - \mathcal{E}_X^{(2)}]\,\Delta x = \dot{B}_Z\,\Delta x \Delta y,$$

где $\mathcal{E}_X^{(1)}$ и $\mathcal{E}_X^{(2)}$ — тангенциальные составляющие напряженности электрического поля в первой и второй средах на уровнях M_1N_1 и M_2N_2.

Для установления связи между тангенциальными составляющими на границе первой и второй сред будем уменьшать площадь, ограниченную исследуемым контуром, за счет умень-

шения сторон Δy. При стремлении Δy к нулю предел выражения потока магнитной индукции через исследуемый контур будет равен нулю:

$$\lim_{\Delta y \to 0} \dot{B}_Z \Delta x \Delta y = 0.$$

Следовательно,

$$\mathscr{E}_X^{(1)} = \mathscr{E}_X^{(2)}. \qquad (2\text{-}93)$$

Из полученного уравнения (2-93), являющегося граничным условием перехода волны от первой среды во вторую, видно, что при переходе излучения из одного диэлектрика в другой тангенциальные составляющие векторов напряженности электрических полей в каждом диэлектрике меняются непрерывно.

Следует указать, что это условие, полученное нами для любой фазы напряженности электрического поля, остается правильным и для ее среднего значения. Установив общее граничное условие, перейдем к рассмотрению перехода плоскополяризованной волны из первой среды во вторую. Пусть векторы напряженности электрического поля будут расположены перпендикулярно плоскости чертежа (рис. 2-46). Пользуясь уравнением (2-89а), напишем второе условие перехода — условие сохранения энергии при переходе излучения из первой среды во вторую:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_\rho + \mathbf{F}_{\tau,\alpha},$$

где $\mathbf{F} = c\varepsilon_0 S_1 \dfrac{\varepsilon_1'}{n_1} \overline{\mathscr{E}}^2$ — лучистый поток падающего пучка лучей;

$\mathbf{F}_\rho = c\varepsilon_0 S_1 \dfrac{\varepsilon_1'}{n_1} \overline{\mathscr{E}}_\rho^2$ — лучистый поток отраженного пучка лучей;

$\mathbf{F}_{\tau,\alpha} = c\varepsilon_0 S_2 \dfrac{\varepsilon_2'}{n_2} \overline{\mathscr{E}}_{\tau,\alpha}^2$ — лучистый поток пучка лучей, прошедшего во вторую среду;

$\overline{\mathscr{E}}, \overline{\mathscr{E}}_\rho, \overline{\mathscr{E}}_{\tau,\alpha}$ — средние значения напряженности электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн.

Следовательно, уравнение сохранения энергии на границе перехода из первой среды во вторую примет вид:

$$\overline{\mathscr{E}}^2 = \overline{\mathscr{E}}_\rho^2 + \frac{n_2}{n_1} \overline{\mathscr{E}}_{\tau,\alpha}^2 \frac{\cos j}{\cos i}, \qquad (2\text{-}94)$$

так как

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{\cos j}{\cos i} \quad \text{и} \quad \frac{\varepsilon_2'}{\varepsilon_1'} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2.$$

Решая совместно уравнения (2-93) и (2-94), получим:

$$(\overline{\mathscr{E}}^2 - \overline{\mathscr{E}}_\rho^2) \cos i = n_{21} \cos j (\overline{\mathscr{E}} + \overline{\mathscr{E}}_\rho)^2,$$

так как согласно уравнению (2-93)

$$\overline{\mathcal{E}}+\overline{\mathcal{E}}_\rho=\overline{\mathcal{E}}_{\tau,\alpha}.$$

Преобразовав полученное уравнение, определим коэффициент отражения линейно поляризованного излучения с расположением электрических векторов в плоскости, перпендикулярной плоскости падения пучка лучей:

$$\frac{\overline{\mathcal{E}}_\rho}{\overline{\mathcal{E}}}=\frac{\cos i-n_{21}\cos j}{\cos i+n_{21}\cos j},$$

откуда

$$\rho'=\frac{\mathbf{F}_\rho}{\mathbf{F}}=\frac{\overline{\mathcal{E}}_\rho^2}{\overline{\mathcal{E}}^2}=\left(\frac{\cos i-n_{21}\cos j}{\cos i+n_{21}\cos j}\right)^2, \qquad (2\text{-}95)$$

где $n_{21}=\frac{\sin i}{\sin j}$ — показатель преломления второй среды относительно первой.

Для случая перпендикулярного падения пучка лучей коэффициент отражения будет равен:

$$\rho_{i=0}=\left(\frac{1-n_{21}}{1+n_{21}}\right)^2. \qquad (2\text{-}96)$$

Подставляя в уравнение (2-95)

$n_{21}=\frac{\sin i}{\sin j}$, получим:

$$\rho'=\left(\frac{\cos i\sin j-\cos j\sin i}{\cos i\sin j+\cos j\sin i}\right)^2, \qquad (2\text{-}95а)$$

или

$$\rho'=\frac{\sin^2(i-j)}{\sin^2(i+j)}. \qquad (2\text{-}95б)$$

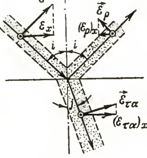


Рис. 2-48.

Для пучка лучей, поляризованного в плоскости колебания электрических векторов, граничные условия перехода из одной среды в другую будут иметь следующий вид (рис. 2-48):

$$(\overline{\mathcal{E}}^2-\overline{\mathcal{E}}_\rho^2)\cos i=n_{21}\cos j\ \overline{\mathcal{E}}_{\tau,\alpha}^2;$$

$$\overline{\mathcal{E}}\cos i-\overline{\mathcal{E}}_\rho\cos i=\overline{\mathcal{E}}_{\tau,\alpha}\cos j.$$

Решая эти уравнения относительно $\left(\frac{\overline{\mathcal{E}}_\rho}{\overline{\mathcal{E}}}\right)^2$, получим:

$$\rho''=\frac{\overline{\mathcal{E}}_\rho^2}{\overline{\mathcal{E}}^2}=\frac{\operatorname{tg}^2(i-j)}{\operatorname{tg}^2(i+j)}. \qquad (2\text{-}97)$$

Как уже было указано ранее, пучок естественного излучения можно разделить на два плоскополяризованных пучка одинаковой яркости. Следовательно, коэффициент отражения неполяризованного излучения определится как

$$\rho = \frac{\rho' + \rho''}{2} = 0{,}5\left[\frac{\sin^2(i-j)}{\sin^2(i+j)} + \frac{\mathrm{tg}^2(i-j)}{\mathrm{tg}^2(i+j)}\right]. \qquad (2\text{-}98)$$

Уравнения, определяющие коэффициенты отражения пучка параллельных лучей от границы двух прозрачных сред, впервые сформулировал в 1827 г. О. Френель [Л.46], вследствие чего эти уравнения принято называть *уравнениями Френеля.*

2-19. Поляризация отраженного излучения

Из сопоставления уравнений (2-95) и (2-97) можно видеть, что во всех случаях, за исключением $i=0$ и $i=\frac{\pi}{2}$, коэффициенты отражения поляризованных излучений от поверхности диэлектрика неодинаковы, причем

$$\rho' > \rho''.$$

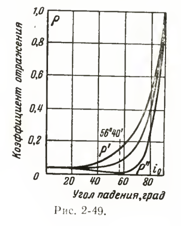


Рис. 2-49.

Это различие коэффициентов отражения поляризованных излучений можно отчетливо видеть на графике зависимости $\rho=f(i)$, представленном на рис. 2-49. Из различия отражения пучков лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях следует, что естественный пучок лучей после отражения от диэлектрика частично поляризуется. Согласно уравнению (2-90) степень поляризации отраженного пучка лучей будет:

$$\Delta_o = \frac{\rho' - \rho''}{\rho' + \rho''}. \qquad (2\text{-}99)$$

Вследствие того, что при $i+j=\frac{\pi}{2}$ коэффициент отражения пучка лучей, поляризованных в перпендикулярной плоскости, равен нулю [уравнение (2-97)], отраженный пучок лучей полностью поляризован в плоскости падения. Угол падения естественного пучка лучей $i_б=\frac{\pi}{2}-j_б$, при котором отраженный пучок полностью поляризуется, принято называть **углом Брюстера** по имени английского ученого

Д. Брюстера (1781—1868), открывшего в 1815 г. явление полной поляризации излучения, отраженного от стекла. Согласно закону Брюстера полная поляризация отраженного пучка лучей имеет место при таком угле падения, тангенс которого численно равен относительному показателю преломления второй среды:

$$\operatorname{tg} i_б = n_{21}. \qquad (2\text{-}100)$$

Это равенство следует из того, что при $i_б = \frac{\pi}{2} - j_б$ $\sin j_б = \cos i_б$, вследствие чего равенство $n_{21} = \frac{\sin i}{\sin j}$ можно заменить уравнением (2-100). Физический смысл явления полной поляризации может быть выяснен из рассмотрения процесса возникновения отраженной волны. Согласно электронной теории падающая на тело волна возбуждает в нем колебания электронов в плоскости расположения вектора напряженности электрического поля волны, возникающей в теле. В нашем случае (рис. 2-50) можно представить направления колебаний электронов в двух взаимно перпендикулярных плоскостях: плоскости падения пучка лучей (α-колебания) и плоскости ей перпендикулярной (β-колебания).

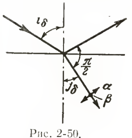


Рис. 2-50.

Электродинамический расчет распределения пространственной плотности излучения элементарного диполя [1] показывает, что эти излучения распределяются в пространстве неравномерно, в частности в направлении оси диполя (линии колебания электронов) пространственная плотность излучения равна нулю. Из этого следует, что для $i + j = \frac{\pi}{2}$ проекция вектора напряженности электрического поля отраженной волны на плоскость падения пучка лучей равна нулю; следовательно, отраженная волна полностью поляризована. Поляризация отраженной волны возникает потому, что она создается в рассмотренном случае только за счет колебаний микродиполей в плоскости, перпендикулярной плоскости падения (β-колебания). В случае, если угол между отраженной и преломленной волнами отличен от $\frac{\pi}{2}$, отраженная волна частично определяется также и α-колебаниями микродиполей

[1] В диэлектриках элементарными излучателями обычно являются молекулы в виде электрических диполей, совершающих вынужденные колебания под влиянием поля падающей волны (у упругих диполей периодически меняется расстояние между зарядами, у жестких диполей — их направление).

в плоскости падения. Влияние этих колебаний на формирование отраженной волны тем больше, чем больше угол между отраженной и преломленной волнами, т. е. чем больше отличается угол падения от угла Брюстера.

В действительности отраженная под углом Брюстера волна не имеет полной линейной поляризации и носит следы эллиптической поляризации, что объясняется наличием на поверхности диэлектрика неоднородной пленки.

Вследствие того, что отраженный пучок лучей частично или полностью поляризован, пучок лучей, вошедший во вторую среду, также имеет частичную поляризацию, так как в нем будут превалировать колебания электрического вектора в плоскости падения пучка лучей.

Степень поляризации преломленного пучка лучей определится степенью поляризации отраженного пучка лучей и величиной коэффициента отражения:

$$\Delta_n = \frac{\Delta_o \rho}{1-\rho}, \qquad (2\text{-}100\text{a})$$

где Δ_o и Δ_n — степень поляризации отраженного и преломленного пучков лучей.

Из приведенного уравнения можно видеть, что максимальная поляризация преломленного пучка лучей наблюдается при полной поляризации отраженной волны. Для плоской стеклянной пластины с относительным показателем преломления по отношению к воздуху $n_{21} = 1,53$ прошедший через стекло пучок поляризован примерно на 15%.

Степень поляризации прошедшего через стекло излучения может быть увеличена путем применения стопы стеклянных пластинок. Вследствие того, что каждое отражение от границ стекло—воздух и воздух—стекло преимущественно ослабляет составляющую излучения с расположением электрического вектора в плоскости падения, увеличение числа пластин стопы повышает степень поляризации прошедшего пучка лучей. При падении пучка лучей на стопу стеклянных пластин под углом Брюстера степень поляризации прошедшего пучка лучей определяется как

$$\Delta = \frac{m}{m + \left(\frac{2n}{1-n^2}\right)^2}, \qquad (2\text{-}101\text{б})$$

где m — число пластин стопы.

Указанные свойства стопы стеклянных пластин иногда используются в светотехнической практике, однако значительное ослабление прошедшего через стопу потока ограничивает область применения стопы как поляризатора.

2-20. Полное внутреннее отражение

При переходе пучка лучей из оптически более плотной среды в оптически менее плотную ($n_1 > n_2$) относительный показатель преломления имеет величину, меньшую единицы: $n_{21} < 1$. В этом

случае угол преломления больше угла падения (рис. 2-51), что вполне соответствует общему правилу преломления [см. уравнение (2-88)].

Из уравнения (2-88) следует, что углу падения $i \geqslant \arcsin n_{21}$ должен соответствовать угол преломления j, для которого

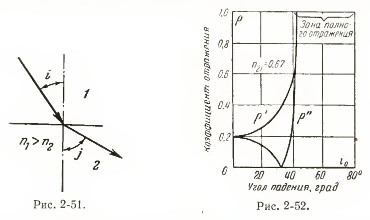


Рис. 2-51. Рис. 2-52.

$\sin j \geqslant 1$. Вполне ясно, что значение $\sin j > 1$ не имеет смысла, следовательно, уравнения Френеля [уравнения (2-95б) и (2-97)] не могут быть применены при $i \geqslant \arcsin n_{21}$. Для исследования этого случая построим графики изменения коэффициентов отражения пучков лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, в функции угла падения (рис. 2-52). Как видно из приведенного графика, углу падения $i = \arcsin n_{21}$ соответствует значение коэффициента отражения $\rho = 1$. Следовательно, весь поток падающего пучка лучей будет отражен от границы первой и второй сред. Преломленный пучок лучей отсутствует, так как излучения через границу не проникают и падающий пучок лучей претерпевает *полное внутреннее отражение*. Угол $i_{кр} = \arcsin n_{21}$ принято называть *критическим углом*. Вполне понятно, что полное внутреннее отражение будет наблюдаться для всех углов падения, равных или больше критического угла. Как

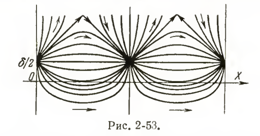


Рис. 2-53.

известно, согласно электронной теории отраженное излучение создается вынужденными колебаниями элементарных излучателей того тела, от поверхности которого происходит отражение. Исходя из этого, следует предполагать, что при полном внутреннем отражении падающий пучок лучей проникает лишь в поверхностные слои отражающего тела, вызывает в этих слоях вынужденные колебания молекул, которые и создают мощную отраженную волну. Это предположение было блестяще подтверждено профессором Московского института инженеров транспорта

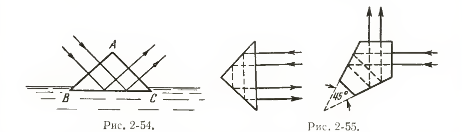


Рис. 2-54. Рис. 2-55.

А. А. Эйхенвальдом (1863—1944), рассмотревшим картину распределения линий вектора Умова — Пойнтинга на границе двух прозрачных диэлектриков [Л. 47]. Эта картина показывает, что поле падающей волны проникает в поверхностные слои второго диэлектрика, причем перенос энергии в нем происходит лишь вдоль границы раздела двух сред. Линии вектора Умова — Пойнтинга, проникая во второй диэлектрик, изгибаются, проходят вдоль границы раздела и вновь уходят в среду первого диэлектрика (рис. 2-53).

Проникновение падающего излучения во вторую среду при падении излучения на границу раздела под критическим углом можно наблюдать экспериментально. Так, акад. Л. И. Мандельштам (1879—1944) наблюдал свечение верхнего слоя люминесцирующей жидкости, поверхности которой касалась призма полного внутреннего отражения *ABC* (рис. 2-54). Падающий на грань *BC* призмы пучок лучей проникал в тонкий пограничный слой жидкости, вследствие чего этот слой люминесцировал.

Явление многократного полного внутреннего отражения используется в светотехнике для создания оптических волноводов. Простейшим случаем таких оптических волноводов являются призмы полного внутреннего отражения (рис. 2-55), часто используемые в оптических приборах для изменения направления пучка лучей. Многократные полные внутренние отражения можно использовать при подсвете водяных струй, что и осуществляется при декоративном освещении фонтанов.

2-21. Просветление оптики

Современные сложные оптические приборы состоят из большого числа линз и призм. Отражение части потока от каждой границы двух сред с различными показателями преломления приводит к сильному ослаблению излучения, проникающего через такую сложную оптику. Так, например, перископ современной подводной лодки, имеющий несколько десятков поверхностей раз-

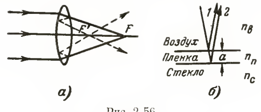


Рис. 2-56.

дела, пропускает лишь 10—15% падающего на него светового потока, причем более 75% падающего светового потока не доходит до наблюдателя вследствие отражения. Эти отражения не только ослабляют поток проходящего пучка лучей, но также создают вторичные изображения (рефлексы), искажающие распределение яркости первого изображения (рис. 2-56,*а*), и вызывают его засветку рассеянным светом, получившимся в результате многократных отражений потока внутри оптического устройства. Следовательно, наличие отражений не только уменьшает яркость изображения, но также ухудшает его качество (появление рефлексов и уменьшение контрастности изображения за счет засветки).

Для борьбы с отражениями от границ раздела оптических сред применяют *просветление оптики*, заключающееся в уменьшении коэффициента отражения от поверхностей линз. Просветление оптики осуществляется путем нанесения на ее рабочие поверхности тончайшей прозрачной пленки с показателем преломления, меньшим показателя преломления стекла линз. Выбирая соотношение показателей преломления первой среды $n_в$, пленки $n_п$ и второй среды $n_с$ из условия равенства коэффициентов отражений от первой и второй границ пленки и ее толщину кратной четверти длины волны, можно достичь уничтожения отраженного луча в результате интерференции лучей *1* и *2*, отраженных от первой и второй рабочих поверхностей (рис. 2-56,*б*). При перпендикулярном падении пучка лучей на границу раздела условия равенства коэффициентов отражения определятся [см. уравнение (2-96)] как

$$\frac{n_с - n_п}{n_с + n_п} = \frac{n_п - n_в}{n_п + n_в},$$

откуда при условии

$$\frac{n_c - n_n}{n_n - n_в} > 0$$

получим:

$$n_n = \sqrt{n_в n_c}. \qquad (2\text{-}102)$$

Так как $n_в$ обычно можно принять равным единице (воздух), соотношения показателей преломления пленки и стекла определятся как

$$n_n = \sqrt{n_c}. \qquad (2\text{-}103)$$

Разность хода отраженных от границ пленки лучей *1* и *2* должна быть кратной $0{,}5\lambda$, так как в этом случае интерференция этих лучей приведет к их гашению. Следовательно, толщина просветляющей пленки должна быть

$$L = dn_n = (2k+1)\frac{\lambda}{4}, \qquad (2\text{-}104)$$

где d и L — геометрическая и оптическая толщины пленки;
n_n — показатель преломления просветляющей пленки;
k — любое целое число ($k = 0,\ 1,\ 2,\ 3, \ldots$).

Так как расчет толщины пленки и ее показателя преломления определяется для какого-либо однородного излучения (обычно $\lambda = 0{,}55$ *мк*), для излучений с другими длинами волн d и n_n не будут оптимальными (рис. 2-57). Вследствие этого отражение от поверхности просветленного объектива избирательно. Избирательность отражения в коротковолновой и длинноволновой частях спектра придает голубовато-фиолетовую окраску поверхности таких объективов, вследствие чего просветленные объективы часто называют голубыми.

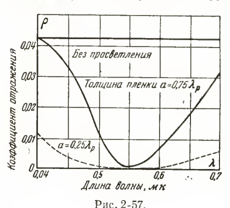


Рис. 2-57.

Как можно видеть из кривой $\rho_\lambda = f(\lambda)$ (рис. 2-57), увеличение толщины пленки приводит к большей избирательности отражения, следовательно, несколько снижает эффект просветления.

Современная технология нанесения просветляющих пленок позволяет увеличивать коэффициент пропускания многолинзовых объективов до 0,8—0,85.

2-22. Ослабление излучения

Как уже указывалось, распространение излучения в веществе связано с возбуждением волн вторичного излучения, возникающего в результате вынужденного колебания электронов. Согласно закону сохранения энергии возбуждение вынужденного колебания элементарных вибраторов приводит к уменьшению энергии волны первичного излучения. В том случае, если энергия колебания элементарных вибраторов переходит в энергию беспорядочного движения молекул вещества, происходит повышение температуры тела за счет поглощения им падающей лучистой энергии. Энергия колебания вибраторов может переходить в другие формы энергии, например химическую, биологическую и пр.[1]. Часть энергии вынужденного колебания элементарных вибраторов вновь возвращается излучению в виде волн вторичного излучения. Эти волны, будучи когерентными относительно друг друга и относительно первичной волны, интерферируют, вследствие чего возникает результирующая волна, фазовая скорость которой устанавливается в зависимости от показателя преломления вещества.

В том случае, если в веществе имеется некоторая неоднородность строения, например тепловая флуктуация плотности вещества или вкрапления каких-либо частиц другого вещества, возникает диффракция излучения на этих пространственных неоднородностях. В результате диффракции излучение меняет свое направление и рассеивается в пространстве. Рассеянное излучение распределяется в пространстве достаточно равномерно, если размеры неоднородностей невелики по сравнению с длинами волн излучения (§ 2-27). Таким образом, ослабление распространяющегося в веществе излучения происходит как вследствие истинного поглощения с последующим преобразованием лучистой энергии в энергию других форм, так и в результате рассеяния первичного пучка лучей. Ослабление излучения характеризуется уменьшением его мощности (лучистого потока), вследствие чего результат этого процесса с энергетической точки зрения можно характеризовать коэффициентом пропускания [см. уравнения (1-38) и (1-118)].

Согласно квантовой теории излучения все описанные явления определяются столкновениями фотонов первичного излучения с молекулами и атомами вещества. При эффективном столкновении частица вещества (молекула, атом), поглощая энергию фотона, возбуждается, в результате чего происходит преобразование лучистой энергии в энергию любой другой формы движения ма-

---

[1] Процессы преобразования поглощенной лучистой энергии рассмотрены в гл. 3. настоящего руководства.

терии. При упругом столкновении фотонов с частицами вещества происходит рассеяние первичного излучения.

Как показали экспериментальные исследования Г. С. Ландсберга (1890—1957) и Л. И. Мандельштама на кристаллах [Л. 48] и независимо от них индийского физика Ч. Рамана (р. 1888) на жидкости [Л. 49], в спектре рассеянного излучения с линейчатым спектром наряду со спектральными линиями первичного излучения имеются слабые линии с частотами, отличными от основных частот первичного излучения. Эти рассеянные излучения иной частоты были названы спутниками (сателлитами), а сам процесс — *комбинационным рассеянием*. Возникновение линий-спутников объясняется присоединением к энергии фотона некоторой доли энергии ссударяющейся с ним молекулы или передачей ей части своей энергии. При передаче части энергии фотона молекуле получается длинноволновый спутник, а присоединение части энергии молекулы к кванту излучения соответствует возникновению коротковолнового спутника. Так как вероятность процессов уменьшения или увеличения энергии фотона при соударении значительно меньше вероятности упругого соударения, яркость линий спутников во много раз меньше яркости основных линий.

В большинстве случаев ослабление распространяющегося в веществе излучения происходит избирательно (селективно), вследствие чего рассмотрение количественной характеристики этого явления следует проводить на пучке однородных лучей [1]. Пусть через некоторое вещество распространяется параллельный пучок лучей. Выделим в этом веществе бесконечно тонкий слой толщиной dl, ограниченный двумя бесконечно близко расположенными параллельными плоскостями, перпендикулярными направлению исследуемого пучка лучей (рис. 2-58). Как показывает опыт, ослабление излучения на элементарном слое пропорционально лучистому потоку и толщине элементарного слоя:

$$-d\mathrm{F} = k\mathrm{F}\, dl.$$

Из приведенного дифференциального уравнения следует, что *показатель ослабления k* численно равен доле потока, поглощенного и рассеянного в единичном объеме вещества.

Показатель ослабления [2] определяется физико-химическими свойствами вещества и, как правило, длиной волны падающего излучения. Уравнение, описывающее ослабление параллельного

[1] Для упрощения обозначения, а также учитывая наличие в природе тел, неизбирательно взаимодействующих с излучениями на ограниченных участках спектра, в дальнейшем при обозначении показателя ослабления не будем применять индекс λ.

[2] Показатель ослабления иногда называют коэффициентом экстинкции ли экстинкцией вещества.

пучка лучей в элементарном слое, показывает, что размерность показателя ослабления $[k] = м^{-1}$. Для изотропного вещества показатель ослабления является величиной постоянной, что позволяет без труда решить полученное уравнение.

После разделения переменных интегрируем это уравнение в пределах от 0 до l в правой части уравнения, следовательно, от $\mathbf{F}$ до $\mathbf{F}_\tau$ в левой части:

$$\int_{\mathrm{F}}^{\mathrm{F}_\tau} \frac{d\mathrm{F}}{\mathrm{F}} = -k\int_0^l dl,$$

откуда имеем:

$$\ln\frac{\mathrm{F}_\tau}{\mathrm{F}} = -kl,$$

Рис. 2-58.

или

$$\tau = \frac{\mathrm{F}_\tau}{\mathrm{F}} = e^{-kl}, \qquad (2\text{-}105)$$

где e — основание натуральных логарифмов;

l — длина пути пучка лучей в веществе, $м$;

k — показатель ослабления, $м^{-1}$.

В светотехнической практике часто для упрощения расчетов показатель ослабления излучения определяется при десятичном основании. В этих случаях коэффициент пропускания определится как

$$\tau = 10^{-k_{10}l}, \qquad (2\text{-}105а)$$

где $k_{10} = 0{,}434k$ — десятичный показатель ослабления, так как

$$e^{-k} = 10^{-k_{10}}.$$

При $l = 1/k$ проходящий в среде поток излучения ослабляется в 2,72 раза, так как коэффициент пропускания вещества на пути луча длиной $l = \frac{1}{k}$ будет равен [см. уравнение (2-105)]:

$$\tau = \frac{1}{e} \approx 0{,}37.$$

Величину $l = \frac{1}{k}$ принято называть *средней глубиной проникновения излучения в вещество.* Избирательность ослабления излучения веществом характеризуется графиком $k = f(\lambda)$, который для большинства веществ имеет максимум, явно выраженный для хлора (рис. 2-59). Спектры поглощения, так же как и спектры излучения, могут быть линейчатыми, полосатыми

и сплошными. Линейчатыми и полосатыми спектрами поглощения, как правило, характеризуются газы[1].

Закон ослабления излучения в веществе [см. уравнение (2-105)] был сформулирован в 1729 г. П. Бугером, вследствие чего носит название *закона Бугера*. Ослабление излучения, пронизывающего вещество, можно рассматривать как поглощение фотонов молекулами вещества и их возбуждение. Вследствие изменения энергетического состояния валентных электронов возбужденной молекулы ее оптические свойства, определяющие вероятность поглощения нового фотона, также изменяются. В том случае, если число возбужденных молекул вещества соизмеримо с общим числом молекул, изменение плотности падающего на вещество потока должно изменять его макроскопические оптические свойства. Таким образом, постоянство показателя ослабления k при переменных значениях падающего потока возможно лишь в том случае, если число взаимодействующих с излучением молекул в каждый данный момент невелико по сравнению с общим числом молекул вещества. Это условие для большинства веществ выполняется, так как время возбужденного состояния молекул для большинства веществ очень мало (порядка 10^{-8} *сек*), вследствие чего закон Бугера с достаточной точностью характеризует закон ослабления излучения для большинства тел, встречающихся в природе. По исследованиям акад. С. И. Вавилова [Л. 23] при изменении потока лучей, проникающего в вещество, примерно в 10^{19} раз соблюдалось постоянство показателя ослабления, а следовательно, подтверждалась справедливость закона Бугера. Выбирая вещество, для которого время пребывания в возбужденном состоянии значительно больше 10^{-8} *сек*, и применяя мощный пучок лучей, акад. С. И. Вавилов получил, как и следовало ожидать, уменьшение показателя ослабления при увеличении плотности облучения.

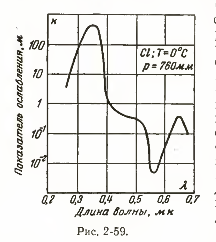


Рис. 2-59.

Резюмируя приведенные соображения о постоянстве показателя ослабления, следует отметить, что закон Бугера базируется на постоянстве оптических свойств каждой молекулы исследуемого вещества, находящейся в нормальном (невозбужденном)

[1] Природа спектров поглощения рассмотрена в следующем разделе настоящей главы.

состоянии. Пользуясь этим предположением, уравнение закона Бугера можно представить в следующем виде:

$$\tau = e^{-mcl} \text{ или } \tau = 10^{-m_{10}cl}, \qquad (2\text{-}106)$$

где c — концентрация вещества, выраженная числом молекул вещества в 1 $м^3$;

$m = \frac{k}{c}$ и $m_{10} = \frac{k_{10}}{c}$ — натуральный и десятичный *молекулярные показатели ослабления*, определяемые свойствами изолированной молекулы исследуемого вещества.

Физический смысл нового выражения закона Бугера заключается в том, что вероятность поглощения молекулой фотона однородного излучения не зависит от взаимного влияния молекул. Проверка этого положения проводилась А. Беером на окрашенных жидкостях с различными концентрациями красителя. Уравнение (2-106) часто называют *уравнением Бугера—Беера*.

Молекулярный показатель ослабления m в уравнении Бугера—Беера (2-106) часто заменяют *молярным показателем ослабления* μ, исходя из следующего равенства:

$$\mu p = mc = k,$$

где p — концентрация растворенного вещества, выраженная в грамм-молях на 1 $л$ раствора.

В этом случае уравнение Бугера—Беера примет следующий вид:

$$\tau = e^{-\mu pl} \text{ или } \tau = 10^{-\mu_{10}pl}, \qquad (2\text{-}106а)$$

где μ_{10} — десятичный молярный показатель ослабления.

Следует указать, что уравнения (2-106) и (2-106а) с достаточной точностью описывают действительные условия ослабления излучения при небольших значениях концентрации молекул вещества, взаимодействующего с излучением. Значительное увеличение концентрации вещества приводит к усилению взаимодействия между смежными молекулами и изменению их оптических свойств. Отклонение от закона молекулярного показателя ослабления наблюдается также в тех случаях, когда молекулы растворителя оказывают влияние на оптические свойства молекулы вещества, взаимодействующего с излучением.

Закон Бугера [см. уравнение (2-105)] можно также сформулировать в виде степенной зависимости *прозрачности вещества*:

$$\tau = \tau_1^{\,l}, \qquad (2\text{-}107)$$

где $\tau_1 = e^{-k}$ — прозрачность вещества, численно равная коэффициенту пропускания излучения веществом единичной толщины[1].

Во избежание показательной функции длины пути вводят понятие *оптической плотности среды* (вещества), под которой понимают десятичный логарифм обратной величины коэффициента пропускания:

$$D = \lg \frac{1}{\tau}; \tag{2-108}$$

$$d = \lg \frac{1}{\tau_1} = \lg \frac{1}{e^{-k}} = 0{,}434k = k_{10}, \tag{2-108a}$$

где D — оптическая плотность;

d — удельная оптическая плотность вещества[2].

Нетрудно видеть, что введение понятия оптической плотности значительно упрощает пользование уравнением Бугера:

$$D = ld. \tag{2-109}$$

Закон Бугера, а следовательно, и понятия прозрачности и удельной оптической плотности можно применить для количественной характеристики прохождения пучка сложного излучения через вещество лишь в том случае, если вещество неизбирательно, т. е. если спектральная прозрачность его одинакова для всего участка спектра исследуемого излучения. В тех случаях, когда вещество оптически избирательно, интегральный коэффициент пропускания определяется согласно уравнению (1-119):

$$\tau_л = \frac{\int \varphi(\lambda)\, e^{-kl} d\lambda}{\int \varphi(\lambda)\, d\lambda}; \tag{2-110}$$

$$\tau = \frac{\int \varphi(\lambda)\, g(\lambda)\, e^{-kl} d\lambda}{\int \varphi(\lambda)\, g(\lambda)\, d\lambda}, \tag{2-111}$$

где k — спектральный показатель ослабления, определяемый по кривой $k = f(\lambda)$.

Интегральное значение оптической плотности вещества определится согласно уравнению (2-108).

В зависимости от величины показателя ослабления (удельной оптической плотности) все вещества принято условно делить

[1] Прозрачность вещества можно также определить по показателю ослабления при десятичном основании:

$$\tau_1 = 10^{-k_{10}}.$$

[2] В тех случаях, когда оптические характеристики вещества (показатель ослабления, прозрачность, оптическая плотность) определены для однородного излучения, к ним принято добавлять слово спектральная например спектральная прозрачность.

на две группы: прозрачные и непрозрачные. Это деление производится условно на основе анализа средней глубины проникновения излучения в вещество. *Прозрачные вещества* или вещества с малым ослаблением излучения характеризуются средней глубиной проникновения излучения на величину, бóльшую длины волны:

$$l > \lambda \text{ или } \frac{1}{k\lambda} > 1.$$

Вещества с сильным ослаблением излучения характеризуются

$$l < \lambda \text{ или } \frac{1}{k\lambda} < 1.$$

Для иллюстрации приведем некоторые примеры отношения $\frac{1}{k\lambda}$ в области видимого излучения:

чистый воздух	$2 \cdot 10^{10}$
стекло	$4 \cdot 10^{5}$
вода	$1 \cdot 10^{5}$
металлы	0,01—0,1

2-23. Отражение от металлов

Все металлы характеризуются сильным ослаблением излучения и, как правило, высокой отражательной способностью. Глубина проникновения излучения в толщу металла настолько невелика, что заметное пропускание видимого излучения можно обнаружить лишь у пленок металла толщиной в доли микрона. Указанные особенности оптических свойств металлов объясняются наличием в них большого числа свободных электронов [1]. Вторичные волны, вызванные вынужденными колебаниями свободных электронов, создают мощную отраженную волну, обеспечивающую отражение большей части упавшей на металл лучистой энергии. Проникшая внутрь металла лучистая энергия поглощается, причем в результате столкновения пришедших в колебание электронов с ионами металла поглощенная энергия в основном [2] затрачивается на повышение температуры металла. Тепловое рассеяние энергии в металлах тем больше, чем меньше электропроводность; следовательно, с увеличением электропроводности металла увеличивается его коэффициент отражения. Так, например, чистые пленки серебра имеют коэффициент отражения 0,98—0,99.

Коротковолновые видимые излучения, а также ультрафиолетовые излучения, обладающие наибольшими квантами, возбуж-

[1] Объемная плотность свободных электронов в металлах может быть порядка 10^{20} $см^{-3}$.

[2] В некоторых металлах поглощенное излучение с большими квантами преобразуется в энергию движущихся электронов (фотоэффект).

дают колебания не только свободных электронов, но также и электронов, связанных в кристаллической решетке металла. Воздействие падающего излучения на связанные электроны металла, характеризуемые собственной частотой колебания в интервале коротких волн оптического спектра, вызывает возникновение новых свойств, отличных от характерных свойств металла. В результате этого в коротковолновом участке оптического спектра многие металлы имеют пониженные значения коэффициентов отражения (рис. 2-60) и соответственно бо́льшую глубину проникновения излучения внутрь металла. Так, например, в области $\lambda < 0,38$ *мк* серебро имеет значительное снижение коэффициента отражения, причем в проходящем свете тончайшие листочки серебра окрашены в фиолетовый цвет.

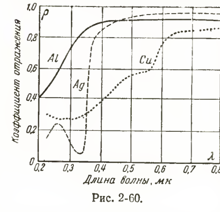


Рис. 2-60.

Таким образом, отличительными оптическими характеристиками металлов являются высокий коэффициент отражения, определяющий блеск чистой полированной металлической поверхности, и полное поглощение излучений, проникших внутрь металла. Учитывая малую глубину проникновения излучения, анализ возникновения волны отраженного металлом излучения должен проводиться с учетом ослабления преломленной волны. Для этой цели воспользуемся показательными функциями, согласно которым преломленную волну в металле можно выразить [см. уравнение (1-7)] как

$$\mathscr{E}_\tau = (\mathscr{E}_m)_\tau e^{i\omega\left(t - \frac{nl}{c}\right)}, \qquad (2\text{-}112)$$

где $(\mathscr{E}_m)_\tau$ и $\mathscr{E}_\tau$ — амплитуда и мгновенное значение вектора напряженности электрического поля;

$\omega = \frac{2\pi}{T}$ — угловая частота электромагнитных колебаний.

Пользуясь законом Бугера и учитывая зависимость потока энергии волны от квадрата ее амплитуды, можно написать следующее выражение для амплитуды затухающей в металле

$$(\mathscr{E}_m)_\tau = \mathscr{E}_m e^{-\frac{kl}{2}}. \qquad (2\text{-}113)$$

В металлах, обладающих большими значениями показателя ослабления, принято вводить некоторую новую величину по-

казателя ослабления, численно равного

$$\varkappa = \frac{k\lambda_в}{4\pi n}, \qquad (2\text{-}114)$$

где k — показатель ослабления излучения с длиной волны в вакууме $\lambda_в$;

n — показатель преломления;

$\varkappa$ — показатель ослабления излучения в непрозрачных телах.

Вводя величину $\varkappa$ в уравнение (2-113) и решая его совместно с уравнением (2-112), получим:

$$\mathscr{E}_\tau = \mathscr{E}_m e^{i\omega\left(t-\frac{nl}{c}\right)} e^{-2\pi n\varkappa\frac{l}{\lambda_в}}. \qquad (2\text{-}115)$$

Нетрудно убедиться, что показательное уравнение волны с учетом ослабления ее в металле можно формально получить, заменяя в уравнении (2-112) показатель преломления его комплексной величиной

$$n' = n(1 - i\varkappa). \qquad (2\text{-}116)$$

Уравнение *комплексного показателя преломления излучения* показывает, что он состоит из действительной величины n и мнимой, зависящей от величины показателя ослабления $in\varkappa$. Введение комплексного показателя преломления в значительной мере упрощает расчеты распространения излучения внутри вещества с большим поглощением, а также отражения от границы такого вещества. Так, например, подставляя комплексное выражение показателя преломления в уравнение Френеля для перпендикулярного падения пучка лучей [см. уравнение (2-96)], получим выражение коэффициента отражения от поверхности металла:

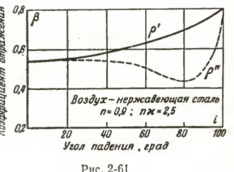


Рис. 2-61

$$\rho_0 = \left(\frac{\mathscr{E}_\rho}{\mathscr{E}}\right)^2 = \frac{(1-n+in\varkappa)(1-n-in\varkappa)}{(1+n-in\varkappa)(1+n+in\varkappa)} = \frac{(1-n)^2+(n\varkappa)^2}{(1+n)^2+(n\varkappa)^2}, \qquad (2\text{-}117)$$

где, согласно электронной теории, $n\varkappa$ зависит от удельной проводимости металла σ и частоты колебания падающей волны:

$$n\varkappa = \frac{\sigma}{\nu}. \qquad (2\text{-}118)$$

Вследствие того, что для металлов $(n\varkappa)^2$ обычно больше $(1+n)^2$, величина коэффициента отражения металлов велика, даже при перпендикулярном падении пучка лучей (рис. 2-61).

С увеличением угла падения пучка лучей на поверхность металла увеличивается коэффициент отражения, так же как и для поверхности диэлектрика, стремясь к $\rho=1$ для $i=\pi/2$. Так же как от поверхности прозрачного диэлектрика, от поверхности металла количественно различно отражаются линейно поляризованные излучения. Больший коэффициент отражения наблюдается для излучений, поляризованных в плоскости падения.

С достаточной точностью отражение от металла наклонно падающих линейно поляризованных пучков лучей (рис. 2-61) описывается уравнениями:

$$\rho'=\frac{(n-\cos i)^2+(n\varkappa)^2}{(n+\cos i)^2+(n\varkappa)^2}; \qquad (2\text{-}119)$$

$$\rho''=\frac{\left(n-\frac{1}{\cos i}\right)^2+(n\varkappa)^2}{\left(n+\frac{1}{\cos i}\right)^2+(n\varkappa)^2}. \qquad (2\text{-}119а)$$

2-24. Многократные отражения

В светотехнической практике часто встречается необходимость расчета многократных отражений между отдельными участками вогнутой поверхности, а также между близрасположенными поверхностями. В многократных отражениях обычно участвуют равнояркие диффузные поверхности[1]. Рассмотрим случай многократного отражения на элементах вогнутой поверхности с площадью S и с площадью контура среза (площадью выходного отверстия) σ (рис. 2-62). Поток F_S', упавший на поверхность S от какого-либо излучателя, частично отразится от нее и часть u_{SS} отраженного потока вновь падает на отражающую поверхность S. Так будет продолжаться до тех пор, пока не установится баланс потоков, определяемый законом сохранения энергии. При установившемся балансе потоков должно соблюдаться равенство потока F_S', пришедшего извне, сумме потоков: поглощенного в исследуемой системе и ушедшего вовне через выходное отверстие:

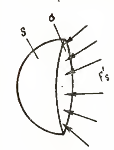


Рис. 2-62.

$$F_S'=F_S(1-\rho)+F_S\rho(1-u_{SS}), \qquad (2\text{-}120)$$

[1] Для использования направленного и направленно-рассеянного отражения выбирается форма отражающих поверхностей, дающих лишь однократное отражение.

где F_S — световой поток, установившийся в результате многократных отражений на поверхности S;

ρ — коэффициент отражения поверхности S;

u_{SS} — доля отраженного поверхностью потока, вновь упавшего на эту же поверхность.

Долю отраженного светового потока, упавшего вновь на отражающую поверхность, принято называть *коэффициентом использования светового потока* поверхности относительно той же поверхности или сокращенно коэффициентом использования поверхности S относительно S. Нетрудно видеть, что коэффициент использования поверхности S относительно выходного отверстия σ определится разностью

$$u_{S\sigma} = 1 - u_{SS}, \tag{2-121}$$

так как весь поток, отраженный поверхностью S, падает вновь на нее и на выходное отверстие. Следовательно, уравнение (2-120), решенное относительно $\frac{F_S}{F'_S}$, называемого *коэффициентом многократного отражения*, примет вид:

$$\gamma_S = \frac{F_S}{F'_S} = \frac{1}{1 - \rho u_{SS}} = \frac{1}{1 - \rho(1 - u_{S\sigma})}. \tag{2-122}$$

Коэффициент многократного отражения какой-либо вогнутой поверхности определяется ее формой и коэффициентом отражения ρ. Влияние формы поверхности на ее коэффициент многократного отражения можно определить из равенства двух выражений светового потока, отраженного исследуемой поверхностью вовне:

$$R\sigma = RSu_{S\sigma},$$

где R — светность отражающей поверхности.

Следовательно,

$$u_{S\sigma} = \frac{\sigma}{S}. \tag{2-123}$$

Нетрудно видеть, что для плоских поверхностей коэффициент многократного отражения равен единице независимо от величины коэффициента отражения плоскости. Коэффициент многократного отражения также равен единице для поверхности любой формы, если ее коэффициент отражения равен нулю.

Из приведенных примеров можно видеть, что минимально возможное значение коэффициента многократного отражения равно единице. Максимальное значение имеет коэффициент многократного отражения для замкнутой поверхности:

$$\gamma_0 = \frac{1}{1 - \rho}.$$

В этом случае при коэффициенте отражения, стремящемся к единице, коэффициент многократного отражения стремится к бесконечности. Бесконечный рост светового потока внутри замкнутой полости с коэффициентом отражения стенок $\rho = 1$ объясняется отсутствием поглощения потока, следовательно наличием неустановившегося баланса потоков [см. уравнение (2-120)]. Вполне понятно, что этот случай нереален, так как в природе не существуют тела с коэффициентом отражения, равным единице. При реальных максимальных значениях коэффициента отражения $\rho = 0{,}97$ (окись бария) коэффициент многократного отражения для замкнутой поверхности достигает $\gamma_{\Theta} \approx 33$. Длительность неустановившегося процесса, в течение которого происходит увеличение плотности потока на поверхности, участвующей в многократных отражениях, очень мала вследствие большой скорости распространения излучения. Рост плотности потока в γ_S раз объясняется избытком получаемой системой энергии по сравнению с отдаваемой ее вовне и поглощаемой внутри системы. Возникающие в результате многократных отражений дополнительные потери на поглощение в системе приводят к балансу потоков, определяемому [см. уравнение (2-120)] законом сохранения энергии.

В результате многократных отражений светность отражающей поверхности будет равна:

$$R_S = \frac{F'_S}{S}\gamma_S = \frac{F'_S}{S(1-\rho u_{SS})}. \qquad (2\text{-}124)$$

Световой поток, вышедший из системы через выходное отверстие, соответственно определится как

$$F_\sigma = \rho R_S S u_{S\sigma} = \frac{\rho u_{S\sigma} F'_S}{1-\rho u_{SS}}. \qquad (2\text{-}125)$$

Многократные отражения, возникающие на вогнутой поверхности, можно представить следующей схемой:

	Поток, падающий на выходное отверстие	*Потоки многократного отражения*	*Поток, падающий на поверхность S*
		$\rho F'_S$	F'_S
1-е отражение	$\rho u_{S\sigma} F'_S$		$\rho u_{SS} F'_S$
		$\rho^2 u_{SS} F'_S$	
2-е отражение	$\rho^2 u_{SS} u_{S\sigma} F'_S$		$\rho^2 u^2_{SS} F'_S$
	------	------	------
n-е отражение	$\rho^n u^{n-1}_{SS} u_{S\sigma} F'_S$		$\rho^n u^n_{SS} F'_S$
Сумарное значение	$F_\sigma = \frac{\rho u_{S\sigma} F'_S}{1-\rho u_{SS}}$		$F_S = \frac{F'_S}{1-\rho u_{SS}}$

Анализируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы, действительные для любой системы, в пределах которой происходят многократные отражения:

а) Многократные отражения увеличивают яркость многократно отражающей поверхности в γ_S раз.

б) Многократные отражения увеличивают потери энергии внутри отражающей системы.

Значительный интерес для светотехнической практики представляет случай многократного отражения между несколькими взаимодействующими поверхностями. Рассмотрим такой общий случай, когда n поверхностей принимает участие во взаимном многократном отражении, причем одновременно с этим происходят многократные отражения между отдельными элементами каждой из n поверхностей.

Напишем выражения световых потоков, установившихся в результате многократных отражений на каждой поверхности, как сумму потоков, поступивших извне и от каждой взаимодействующей поверхности, увеличенную в γ_i раз за счет многократных отражений на самой поверхности:

$$F_1 = \gamma_1 (F_1' + \rho_2 F_2 u_{21} + \ldots + \rho_n F_n u_{n1});$$
$$F_2 = \gamma_2 (\rho_1 F_1 u_{12} + F_2' + \ldots + \rho_n F_n u_{n2});$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$F_n = \gamma_n (\rho_1 F_1 u_{1n} + \rho_2 F_2 u_{2n} + \ldots + F_n'),$$

где γ_i — коэффициент многократного отражения i-той поверхности;

ρ_i — коэффициент отражения i-той поверхности;

F_i' — световой поток, первоначально упавший на i-тую поверхность;

F_i — световой поток, установившийся на i-той поверхности в результате многократных отражений;

u_{ik} — коэффициент использования i-той поверхности относительной k-той.

Для решения полученной системы уравнений преобразуем ее, перенеся все свободные члены в левую часть:

$$\left.\begin{aligned}
\gamma_1 F_1' &= F_1 - \gamma_1\rho_2 u_{21} F_2 - \ldots - \gamma_1 \rho_n u_{n1} F_n;\\
\gamma_2 F_2' &= -\gamma_2\rho_1 u_{12} F_1 + F_2 - \gamma_2\rho_3 u_{32} F_3 - \ldots - \gamma_2\rho_n u_{n2} F_n;\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\
\gamma_n F_n' &= -\gamma_n\rho_1 u_{1n} F_1 - \gamma_n\rho_2 u_{2n} F_2 - \ldots - \gamma_n\rho_{n-1} u_{(n-1)n} F_{n-1} + F_n.
\end{aligned}\right\} \quad (2\text{-}126)$$

Приняв обозначение $f_{ik}=\gamma_i\rho_k u_{k,i}$, напишем выражение определителя системы уравнений:

$$D=\begin{vmatrix} 1-f_{12}-f_{13}-\ldots & -f_{1n} \\ -f_{21}+1-f_{23}-\ldots & -f_{2n} \\ -f_{n1}-f_{n2}-f_{n3}-\ldots-f_{n(n-1)} & +1 \end{vmatrix}. \qquad (2\text{-}127)$$

Следовательно, поток, установившийся в результате многократных отражений на i-той поверхности, будет равен:

$$F_i=\begin{vmatrix} 1-f_{12}-\ldots-f_{1(i-1)}+\gamma_1F_1'-f_{1(i+1)}-\ldots-f_{1n} \\ -f_{21}+1-\ldots-f_{2(i-1)}+\gamma_2F_2'-f_{2(i+1)}-\ldots-f_{2n} \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ -f_{n1}-f_{n2}-\ldots-f_{n(i-1)}+\gamma_nF_n'-f_{n(i+1)}-\ldots+1 \end{vmatrix}:D. \qquad (2\text{-}127a)$$

Наибольшие затруднения при решении задачи многократных отражений возникают при определении коэффициентов использования одной поверхности относительно другой. Расчет коэффициента использования можно осуществлять, интегрируя второе уравнение Ламберта [см. уравнение (2-2)] по излучающей и освещаемой поверхностям:

$$u_{ik}=\frac{1}{\pi S_i}\int\limits_{S_i}\int\limits_{S_k}\frac{\cos\vartheta_i\cos\vartheta_k}{l^2}\,dS_i\,dS_k, \qquad (2\text{-}128)$$

так как полный световой поток i-той равнояркой поверхности равен πS_iB_i. Даже для простейших случаев решение этих интегралов приводит к очень сложной зависимости коэффициента использования от геометрических размеров и взаиморасположения взаимодействующих поверхностей S_i и S_k.

Для упрощения решения этой задачи четырехкратное интегрирование по площади [уравнение (2-128)] можно заменить двукратным интегрированием по контурам поверхностей S_i и S_k. Предположим, что необходимо произвести расчет потока, излучаемого (отражаемого) поверхностью S на поверхность σ (рис. 2-63), причем контуры этих поверхностей и их взаимо-

расположение произвольны. Взяв на поверхности σ точку A, напишем, пользуясь уравнением (2-18), выражение потока на элемент $d\sigma$ в точке A*:

$$F_{S\sigma} = \iint\limits_{\sigma} \vec{\varepsilon}\, d\vec{S},$$

где световой вектор в точке A [см. уравнение (2-41)], создаваемый равнояркой поверхностью S, определится как

$$\vec{\varepsilon} = 0{,}5B \oint\limits_{L} \vec{n}^0\, d\alpha.$$

Заменим вектор $\vec{n}^0\, d\alpha$ векторным произведением $\left[\frac{\vec{r}^0}{r}\cdot d\vec{L}\right]$, где $\vec{r}^0$ — единичный вектор направления расстояния от исследуемой точки A до элемента контура dL.

Преобразуем полученное равенство

$$\vec{n}^0\, d\alpha = \left[\frac{\vec{r}^0}{r}\cdot d\vec{L}\right].$$

Нетрудно видеть, что

$$\frac{\vec{r}^0}{r} = \text{grad} \ln r;$$

следовательно,

$$\vec{n}^0\, d\alpha = \left[\text{grad} \ln r \cdot d\vec{L}\right].$$

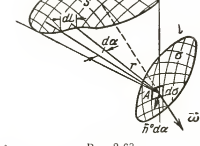


Рис. 2-63.

Из курса векторного анализа известно, что вихрь[1] произведения скаляра на вектор равен сумме векторного произведения градиента скаляра на вектор и произведения скаляра на вихрь вектора. В нашем случае это правило можно записать так:

$$\text{rot}\left(\ln r\cdot d\vec{L}\right) = \left[\text{grad} \ln r \cdot d\vec{L}\right] + \ln r \cdot \text{rot}\, d\vec{L}.$$

---

* В том случае, если отдельные участки поверхности σ освещаются световым потоком поверхности S с двух сторон, при интегрировании необходимо учитывать только ту часть поверхности S, которая посылает поток на исследуемую сторону поверхности σ.

[1] Вихрем (ротором) векторного поля, как известно из курса векторного анализа, называется вектор, равный пределу отношения линейного интеграла вектора основного поля по замкнутому контуру к площади ограниченной этим контуром, если последняя стремится к нулю.

Выражение вихря вектора A через его ортогональные проекции имеет следующий вид:

$$\text{rot}\,\vec{A} = \left(\frac{\partial A_Z}{\partial y} - \frac{\partial A_Y}{\partial z}\right)\vec{i} + \left(\frac{\partial A_X}{\partial z} - \frac{\partial A_Z}{\partial x}\right)\vec{j} + \left(\frac{\partial A_Y}{\partial x} - \frac{\partial A_X}{\partial y}\right)\vec{k}.$$

Вследствие того, что $\mathrm{rot}\, d\vec{L} = 0$, получим:

$$[\mathrm{grad} \ln r \cdot d\vec{L}] = \mathrm{rot}\left(\ln r \cdot d\vec{L}\right).$$

В правильности полученного равенства нетрудно убедиться, написав выражения ортогональных проекций векторного произведения и вихря.

В результате проведенного преобразования получим следующее окончательное выражение вектора $\vec{n}^0 d\alpha$:

$$\vec{n}^0 d\alpha = \mathrm{rot}\left(\ln r \cdot d\vec{L}\right).$$

Пользуясь полученным выражением, напишем уравнение, определяющее вектор телесного угла, имеющего вершину в точке A и опирающегося на контур L излучающей поверхности S (рис. 2-63):

$$\vec{\omega} = 0{,}5 \oint_L \vec{n}^0 d\alpha = 0{,}5 \oint_L \mathrm{rot}\left(\ln r \cdot d\vec{L}\right) = \mathrm{rot}\, 0{,}5 \int \ln r \cdot d\vec{L},$$

так как вихрь геометрической суммы векторов равен геометрической сумме вихрей этих же векторов. Согласно проведенному преобразованию световой вектор в точке A, создаваемый потоком, излучаемым поверхностью S, можно выразить как

$$\vec{\varepsilon} = B\vec{\omega} = \mathrm{rot}\, 0{,}5B \int \ln r \cdot d\vec{L}. \tag{2-129}$$

Рассматривая взаимодействие поверхностей S и σ в непоглощающей и неизлучающей среде, можем считать поле, создаваемое излучением поверхности S, соленоидальным, так как дивергенция светового вектора в любой точке этого поля равна нулю. Для соленоидального поля можно применить теорему Стокса, согласно которой поток светового вектора через исследуемую поверхность σ можно выразить циркуляцией некоторого другого вектора A по контуру l этой поверхности:

$$\iint_\sigma \vec{\varepsilon} \cdot d\vec{S} = \oint_l \vec{A} \cdot d\vec{l}. \tag{2-130}$$

Согласно теореме Стокса вихрь вектора-потенциала $\vec{A}$ равен световому вектору:

$$\mathrm{rot}\, \vec{A} = \vec{\varepsilon}. \tag{2-131}$$

Следовательно, согласно уравнениям (2-129) и (2-131) имеем:

$$\vec{A} = 0{,}5B \oint_L \ln r \cdot d\vec{L}.$$

Подставляя полученное выражение вектора-потенциала в уравнение Стокса (2-130), получим:

$$F_{S,} = \iint_\sigma \vec{\varepsilon} \cdot d\vec{S} = 0{,}5B \oint_L \oint_l \ln r \left(d\vec{L} \cdot d\vec{l}\right).$$

Заменяя скалярное произведение векторов $\left(\vec{dL}\cdot\vec{dl}\right)$ произведением модулей этих векторов на косинус угла между ними, будем иметь окончательное равенство:

$$F_{S_э} = 0{,}5B\oint\limits_L\oint\limits_l \ln r \cos(dL,\ dl)\, dL\, dl \qquad (2\text{-}132)$$

$$u_{S_э} = \frac{1}{2\pi S}\oint\limits_L\oint\limits_l \ln r \cos(dL,\ dl)\, dLdl. \qquad (2\text{-}132а)$$

Приведенные уравнения были получены акад. В. А. Фоком для расчета освещенности от поверхностей произвольной формы [Л. 25]. На основе этих уравнений П. И. Хорошиловым были построены номограммы для расчета потока с прямоугольника на прямоугольник с параллельными и перпендикулярными плоскостями [Л. 50].

ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

2-25. Показатели поглощения и рассеяния

Как было показано в предшествующем параграфе, ослабление пучка лучей, проходящего через вещество, происходит как вследствие поглощения, так и вследствие рассеяния излучения. Для разделения количественных характеристик этих двух процессов можно рассматривать показатель ослабления как сумму *показателя поглощения* k_n *и показателя рассеяния* k_p:

$$k = k_n + k_p. \qquad (2\text{-}133)$$

На основании определения показателя ослабления нетрудно видеть, что показатели поглощения и рассеяния определяют долю потока поглощенного k_n и вторично возникшего за счет рассеяния k_p в единице объема исследуемого вещества.

В том случае, если ослабление излучения происходит не только за счет поглощения, прошедший через вещество поток делится на две составляющие: направленную и рассеянную. Соответственно этому делению коэффициент пропускания светового потока имеет направленную и рассеянную составляющие.

Направленная составляющая коэффициента пропускания определится согласно закону Бугера с учетом потерь на поглощение и рассеяние:

$$\tau_н = e^{-(k_n + k_p)\, l}. \qquad (2\text{-}134)$$

При наличии в исследуемом веществе поглощения и рассеяния, как показал Н. Г. Болдырев [Л. 28], удобно пользоваться коэффициентом β, определяющим отношение показателей рассеяния и поглощения:

$$\beta = \frac{k_p}{k_n}. \qquad (2\text{-}135)$$

Нетрудно видеть, что коэффициент β определяет отношение рассеянного и поглощенного потоков внутри элементарного объема, расположенного в исследуемой точке поля. Согласно уравнению (2-133) показатели ослабления и рассеяния определятся как

$$k_n = \frac{k}{1+\beta}; \ k_p = \frac{k\beta}{1+\beta}. \qquad (2\text{-}135а)$$

Направленная составляющая коэффициента пропускания плоских образцов вещества (например, стекол) с учетом отражения от граничных поверхностей определится как

$$\tau_н = (1-\rho)^2 e^{-(k_n+k_p)l}, \qquad (2\text{-}136)$$

где ρ — коэффициент френелевского отражения (см. § 2-18).

В том случае, если можно пренебречь рассеянной составляющей коэффициента пропускания, нетрудно определить коэффициент поглощения излучения из закона сохранения лучистой энергии, упавшей на исследуемое вещество:

$$\mathbf{F} = \tau\mathbf{F} + \alpha\mathbf{F} + \rho\mathbf{F} + \rho\mathbf{F}(1-\rho)e^{-2k_n l},$$

откуда [1]

$$\alpha \approx 1 - \tau - \rho(1 + e^{-2k_n l}), \qquad (2\text{-}137)$$

Приведенное уравнение показывает, что лучистый поток, отраженный от двух граничных поверхностей, определяется не только показателем преломления и углом падения, но также и показателем поглощения [2]:

$$F_\rho \approx \rho F(1 + e^{-2k_n l}). \qquad (2\text{-}138)$$

2-26. Поглощение излучения

Количественная характеристика процесса поглощения излучения, как известно, может быть описана тремя показателями: коэффициентом поглощения α, показателем поглощения k_n и показателем поглощения $\varkappa_n = \frac{k_n\lambda}{4\pi}$. Коэффициент поглощения α, характеризующий отношение поглощенного веществом потока к падающему, зависит как от оптических свойств вещества, так и от длины пути излучения в вещест-

[1] При определении коэффициента поглощения в пределах одной среды ($\rho = 0$) расчетное уравнение значительно упрощается:

$$\alpha = 1 - e^{-k_n l}.$$

[2] Удвоенное значение степени $e^{-2k_n l}$ определяется двойной длиной пути в веществе пучка, отраженного от второй границы.

ве. Показатели поглощения k_n и $\varkappa_n$ определяют лишь оптические свойства вещества. Как известно (см. § 2-23), показатель поглощения $\varkappa_n = \frac{k_n \lambda}{4\pi}$ применяется обычно для тел, обладающих большой поглощательной способностью.

Все перечисленные показатели могут рассматриваться как в интегральном, так и в спектральном значениях. Для избирательно поглощающих тел существенный интерес представляют графики спектральных значений любого из показателей в функции длины волны. Показатели поглощения, так же как и показатели ослабления, могут быть отнесены к единичной концентрации вещества — *молекулярный показатель поглощения*, или к одному грамм-молю исследуемого вещества — *молярный показатель поглощения*, причем каждый из показателей можно определять из основания e или 10.

Как было показано (см. § 2-7), в поглощающей среде объемная плотность поглощенного потока определяется дивергенцией светового вектора [1] [см. уравнение (2-31)]. Объемную плотность поглощенного веществом потока согласно закону сохранения энергии можно также определить произведением суммы нормальных освещенностей в исследуемой точке на показатель поглощения k_n, определяющий долю потока, поглощенного единичным объемом исследуемого вещества,

$$\operatorname{div}\vec{\varepsilon} = -k_n \int_{4\pi} B d\omega. \tag{2-139}$$

Заменяя сумму нормальных освещенностей величиной средней сферической освещенности [2], получим новое уравнение, определяющее показатель поглощения через основные характеристики поля:

$$\operatorname{div}\vec{\varepsilon} = -4k_n E_{4\pi}. \tag{2-139a}$$

Согласно электронной теории поглощение излучения веществом определяется затуханием вынужденных колебаний электронных вибраторов. Излучение, рассматриваемое в электронной теории как быстропеременное электромагнитное поле, индуктирует в молекулах вещества колебания электронов [3] относительно положения их равновесия. Как известно, амплитуда индуктированных колебаний увеличивается по мере приближения частоты

[1] Для поля лучистых величин — вектора плотности лучистого потока.

[2] Для поля лучистых величин — средней сферической плотностью облучения.

[3] Вследствие очень большой массы ядра атома по сравнению с массой электрона ядро атома практически не испытывает индуктированных колебаний.

индуктирующего поля к частоте собственных колебаний электронов. Максимум амплитуды вторичных (вынужденных) колебаний имеет место при резонансе частоты падающего излучения и собственной частоты колебания электронов молекулы. Вполне понятно, что максимуму индуктированных колебаний соответствует и максимум затухания, т. е. поглощения проходящего через вещество излучения. Таким образом, согласно электронной теории наличие в спектре поглощения отдельных линий и полос объясняется резонансом частот: собственной частоты колебаний электронов молекулы и частоты излучения, проникающего через вещество. Современная электронная теория излучения позволяет не только определить положение полос поглощения в зависимости от физико-химических свойств поглощающего тела, но также определить ширину полосы поглощения в зависимости от показателя преломления вещества, концентрации элементарных излучателей, массы каждого из них и декремента затухания их колебания. Наличие теории поглощения излучения, определяющей зависимость показателя поглощения от физико-химических свойств вещества, позволило широко внедрить в технику не только качественный, но и количественный абсорбционный спектральный анализ. Энергия, поглощенная молекулами вещества в результате затухания вторичных излучений, переходит в другие формы движения материи. Так, например, согласно электронной теории процесс преобразования поглощенной лучистой энергии в тепло рассматривается как результат столкновения элементарных излучателей и частичного превращения энергии колебания в энергию неупорядоченного молекулярного движения [1]. Теория всех других видов преобразования лучистой энергии (фотохимическое, фотоэлектрическое, биологическое и др.) могла быть создана лишь на основе квантовой сущности излучения (см. гл. 3). Как известно, согласно квантово-механической теории излучения, поглощение излучения и его зарождение могут происходить лишь дискретными порциями энергии — квантами. Дискретный ряд дозволенных квантов излучения свободных атомов определяется (см. § 1-22) их электронным строением. По мере усложнения этого строения усложняются спектр излучения и связанный с ним спектр поглощения. Так, например, спектр железа, атомы которого имеют 26 электронов, расположенных в четырех слоях, состоит из нескольких тысяч линий.

Еще более сложны спектры излучения и поглощения молекулами вещества. Как уже было показано (см. § 1-22), молекулярные спектры излучения, а следовательно, и поглощения определяются не только электронными переходами из одного энергети-

[1] Как указывает Г. С. Ландсберг [Л. 11], механизм превращения энергии колебания электронов в энергию поступательного движения молекул далеко не полностью изучен.

ческого состояния в другое, но также колебаниями составных частей молекулы и вращением молекулы вокруг своей оси. Вследствие очень малого значения угловой скорости вращения молекул энергия вращательного движения составляет ничтожную долю в общем энергетическом балансе молекулы. Поэтому в первом приближении можно ограничиться в анализе спектров молекулы рассмотрением лишь электронных переходов и уровней колебательного движения ядер молекулы (см. § 1-22).

Потенциальная энергия молекулы, как известно, определяется силами взаимодействия (напряжения и отталкивания) образовавших ее атомов. В положении покоя составных частей молекулы эти силы уравновешены, что соответствует некоторому расстоянию l_0 между ядрами атомов, составляющих молекулу. Примем условно энергию молекулы равной нулю в состоянии ее покоя, т. е. при отсутствии колебательного движения ее составных частей и электронного возбуждения[1].

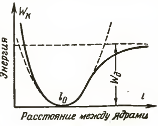


Рис. 2-64.

При выходе ядер молекулы из состояния равновесия, т. е. их сближении или удалении друг относительно друга, возникает затухающий колебательный процесс. Увеличение амплитуды колебания ядер молекулы ведет к росту энергии колебательного процесса. Причинами возникновения колебания ядер относительно положения равновесия могут быть: соударения молекул, поглощение молекулой фотона и др. В процессе колебания непрерывно происходит переход потенциальной энергии колеблющейся частицы в кинетическую энергию ее движения и наоборот. Наибольшее значение потенциальной энергии колеблющаяся частица имеет в положениях, наиболее удаленных от положения равновесия, так как в этих точках скорость частицы равна нулю из-за перемены направления движения.

Энергетический график процесса колебания частицы принято строить в виде кривой зависимости потенциальной энергии в функции расстояния от положения равновесия. Для упругих гармонических колебаний этот график (пунктирная кривая на рис. 2-64) имеет параболическую зависимость:

$$W_k = \frac{2\pi^2 m}{T^2} A^2,$$

[1] Условный метод приравнивания нулю минимального значения потенциальной энергии молекулы возможен в нашем случае потому, что нас будет интересовать лишь разность значений энергии молекулы в возбужденном состоянии и в покое.

где m — масса колеблющейся частицы;

T — время полного периода;

$A = (l_m - l_0)$ — максимальное расстояние от положения равновесия (амплитуда).

В действительности значительное превышение расстояния между ядрами молекулы может привести к ее распаду (диссоциации), требующему конечной, вполне определенной для молекулы каждого вещества энергии диссоциации $W_д$. Вследствие этого правая ветвь кривой потенциальной энергии двухатомной молекулы не уходит в бесконечность, как это соответствовало бы упругим колебаниям, а стремится при увеличении расстояния между ядрами молекулы до $l = \infty$ к величине энергии, равной энергии диссоциации молекулы. Также отличается от идеальной формы кривой и левая ветвь действительной потенциальной кривой молекулы. Вследствие некоторой протяженности электронных слоев взаимодействующих внутри молекулы атомов потенциальная энергия молекулы при сближении ее ядер растет быстрее за счет более быстрого роста сил отталкивания. Таким образом, кривая потенциальной энергии простейшей двухатомной молекулы имеет седлообразную форму и лишь в средней части при малых отклонениях имеет параболическую форму (рис. 2-64). Вследствие квантовой дискретности энергии колебания ядер, молекула любого вещества может поглощать излучения только той частоты, при которой энергия поглощенного молекулой фотона соответствует одному из возможных квантов энергии колебательного движения молекулы $W_к$. Как показывает квантовая механика, различие между квантами колебательного движения уменьшается по мере увеличения амплитуды колебания ядер молекулы, стремясь к нулю для $l = \infty$ (рис. 2-65). Энергия, поглощенная молекулой сверх энергии диссоциации, идет на поступательное движение атомов распавшейся молекулы. Вследствие того, что кинетическая энергия движения микрочастиц вещества не квантована, молекула может поглощать любую порцию энергии, бо́льшую $W_д$, обращая ее в энергию поступательного движения составных частей диссоциированной молекулы. Таким образом, спектр поглощения излучения молекулой вещества за счет повышения интенсивности колебательного движения ее ядер представляет собой полосу с постепенным сближением линий поглощения по мере увеличения частоты поглощаемого излучения. Вся схема квантования поглощенной молекулой энергии была рассмотрена нами при отсутствии электронного возбуждения. Каждому

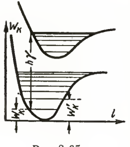


Рис. 2-65.

новому уровню энергии электронной оболочки молекулы соответствует новая потенциальная кривая молекулы (рис. 2-65), обладающая новым набором дискретных уровней энергии колебаний ядер молекулы. Следовательно, каждому состоянию электронного возбуждения молекулы соответствует своя спектральная полоса поглощения, в результате чего спектр поглощения излучения свободными молекулами является полосатым, каждая полоса которого состоит из серии близко расположенных линий. По мере уменьшения расстояния между молекулами начинает сказываться их взаимовлияние, в результате чего спектр поглощения еще усложняется, постепенно обращаясь в сплошной спектр поглощения, характерный для жидкого и твердого агрегатных состояний вещества.

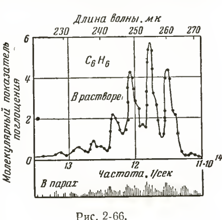


Рис. 2-66.

Для иллюстрации соответствия спектров поглощения и спектров излучения, а также для подтверждения положения об образовании сплошных полос в спектре поглощения по мере сближения молекул вещества на рис. 2-66 приведены кривые спектра поглощения раствора бензола в пентане и спектр излучения бензола в газообразном состоянии. Зависимость спектра поглощения от агрегатного состояния вещества (рис. 2-66) определяется бо̀льшим или меньшим взаимодействием смежных молекул, зависящим от расстояния между ними.

Все искусственные и естественные красители, имеющие узкую полосу пропускания в видимой области спектра, обладают сложнейшей структурой молекул, в состав которых входит большое число атомов углерода. Исследование химического состава и структуры строения молекул красителей показывает, что небольшие изменения в составе молекулы или даже в структуре строения его молекулы приводят к существенным изменениям цвета красителя. Так, например, молекула гемоглобина, имеющего, как известно, красный цвет, отличается от молекулы хлорофилла[1] тем, что атом железа, имеющийся в молекуле гемоглобина, заменен атомом магния в молекуле хлорофилла. Искусственное создание веществ, обладающих нужными спектрами поглощения, представляет в настоящее время одну из наиболее мощных отраслей химической промышленности — производство красителей.

2-27. Рассеяние излучения

Введение коэффициента β, определяемого отношением показателей рассеяния и поглощения [см. уравнение (2-135)], поз-

[1] Зеленое красящее вещество, находящееся в клетках растения и являющееся первоисточником процесса фотосинтеза органических веществ.

воляет написать выражение объемной плотности рассеянного излучения через дивергенцию светового вектора:

$$\frac{dF_p}{dV} = -\beta \operatorname{div} \vec{\varepsilon}.$$

Пользуясь этим уравнением, можно определить световой поток, рассеянный элементарным объемом в заданной точке светового поля:

$$dF_p = -\beta \operatorname{div} \vec{\varepsilon}\, dV. \qquad (2\text{-}140)$$

Наряду с этим поток рассеянного элементарным объемом излучения можно определить по аналогии с уравнением (2-139а) произведением показателя рассеяния на сумму нормальных освещенностей в исследуемой точке поля:

$$dF_p = k_p \Sigma E_n dV = k_p\, dV \int_{4\pi} B_\vartheta\, d\omega = 4k_p\, E_{4\pi} dV, \qquad (2\text{-}141)$$

где B_ϑ — яркость элементарного пучка лучей по направлению ϑ в исследуемой точке поля;

E_n — нормальная освещенность в той же точке поля;

$E_{4\pi}$ — средняя сферическая освещенность в той же точке поля.

Поток рассеянного излучения в общем случае распространяется в пространстве неравномерно. Пусть излучение элементарного объема характеризуется по направлениям ϑ значениями силы света dI_ϑ:

$$dI_\vartheta = \frac{dF_p}{4\pi} \varphi(\vartheta), \qquad (2\text{-}142)$$

где $\varphi(\vartheta) = \frac{dI_\vartheta}{dI_\Theta}$ — отношение силы света рассеянного излучения в направлении ϑ к средней сферической силе света этого же излучения.

Из приведенного уравнения (2-142) нетрудно видеть, что функцию светораспределения рассеянного излучения $\varphi(\vartheta)$ можно рассматривать как значение силы света излучения, рассеянного небольшим объемом среды, когда полный поток, рассеянный этим объемом, равен 4π *лм*.

Подставляя в полученное выражение значение элементарного потока рассеяния [см. уравнение (2-141)], получим:

$$d^2I_\vartheta = \frac{k_p}{4\pi} B_\vartheta \varphi(\vartheta)\, d\omega\, dV, \qquad (2\text{-}143)$$

или

$$dI_\vartheta = \frac{k_p}{4\pi} \varphi(\vartheta) \Sigma E_n dV.$$

Функция светораспределения рассеянного излучения $\varphi(\vartheta)$ обычно симметрична относительно оси падающего пучка лучей, вследствие чего световой поток излучения, рассеянный бесконечно малым объемом dV, определится как

$$dF_p = 0{,}5k_p\,\Sigma E_n\,dV\int\limits_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi}\varphi(\vartheta)\sin\vartheta\,d\vartheta. \qquad (2\text{-}143a)$$

Функция светораспределения рассеянного излучения обычно задается графиком $\varphi(\vartheta)$ в полярной системе координат, который принято называть *продольной кривой рассеяния*[1]. Форма и масштаб продольной кривой рассеяния определяются размером, оптическими свойствами рассеивающих частиц и их числом в единице объема рассеивающего вещества.

Как показал в 1907 г. Л. И. Мандельштам [Л. 51], рассеяние излучения возникает лишь при прохождении излучения через оптически неоднородное вещество. Вещество принято считать оптически неоднородным, если его показатель преломления неодинаков по объему вещества. Различие показателя преломления в смежных участках наблюдается как вследствие наличия в однородном веществе отдельных мельчайших вкраплений другого вещества, обладающего иным показателем преломления (например, капли воды, дым, пыль и другие взвешенные частицы в воздухе), так и в результате наличия флуктуаций объемной плотности вещества. По принятой терминологии рассеяние на флуктуационных неоднородностях плотности рассеивающего вещества называют *молекулярным рассеянием* в отличие от *рассеяния на взвешенных частицах.* Существенным отличием молекулярного рассеяния от рассеяния на взвешенных частицах является зависимость показателя молекулярного рассеяния от температуры вещества. Эта зависимость определяется увеличением флуктуаций плотности вещества при повышении его температуры за счет роста скорости теплового движения молекул. Как показывают теория и опыт, молекулярное рассеяние наблюдается не только в газах, но и в жидкости и даже в твердых телах. Показатель молекулярного рассеяния очень мал и для газов не превышает 10^{-4} $м^{-1}$. Значительное увеличение показателя молекулярного рассеяния наблюдается при значениях температуры, близких к критическим. Часто вещества, в которых происходит заметное рассеяние излучения, независимо от природы процессов рассеяния называют *мутными средами.* Вследствие того, что значительное рассеяние обычно имеет место при наличии в веществе взвешенных частиц, понятие «мутная среда» чаще всего при-

[1] Продольную кривую рассеяния часто называют *индикатрисой рассеяния.*

меняется для веществ с инородными вкраплениями. Как показывают теория и опыт, рассеяние излучения определяется диффракцией вторичных излучений на неоднородностях, а также преломлением и отражением излучения от взвешенных в среде частиц. Рассеяние излучения наблюдается лишь в тех случаях, когда размеры пространственных неоднородностей не являются чрезмерно малыми по сравнению с длиной волны проходящего сквозь вещество излучения. Так, например, молекулярно-атомная неоднородность вещества совершенно не сказывается на рассеянии видимых излучений, так как расстояние между атомами вещества, даже в газах, не превышает 10^{-3} *мк*. Наряду с этим жесткие рентгеновские излучения с длиной волны от $\lambda = 0{,}5 \cdot 10^{-4}$ *мк* до $\lambda = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ *мк* рассеиваются на узлах кристаллической решетки твердых тел.

Вследствие того, что вынужденные колебания элементарных вибраторов рассеивающей частицы происходят с частотой поглощенного излучения, частота рассеянного излучения равна частоте первичных излучений [1]. Следовательно, изменение цветности при рассеянии сложного излучения происходит лишь за счет избирательности этого процесса. Избирательность рассеяния, определяющая зависимость спектрального показателя рассеяния от длины волны, увеличивается по мере уменьшения размера неоднородностей. Наиболее заметна избирательность молекулярного рассеяния видимого излучения в газах, что определяет голубой цвет неба и значительное снижение цветовой температуры прямого солнечного излучения на закате.

Согласно теории Релея показатель молекулярного рассеяния в газе на сферических частицах с радиусом $r \leqslant 0{,}05\lambda$ и расстоянием между частицами $l > \lambda$ при небольшом различии показателей преломления среды и рассеивающей частицы определится как [2]

$$k_p = \frac{8\pi^3}{3} N \frac{V^2}{\lambda^4} \left[\frac{(n_1')^2 - (n_2')^2}{(n_2')^2} \right], \tag{2-144}$$

где N — число рассеивающих частиц в единице объема;
V — объем рассеивающей частицы;
n_1' и n_2' — комплексные показатели преломления частицы и основного вещества [см. уравнение (2-119)].

[1] Изменение частоты наблюдается лишь при комбинационном и комптоновском рассеянии.

[2] Для флуктуационного рассеяния излучения в воздухе

$$\kappa_p = \frac{8\pi^3}{3} N \frac{V^2}{\lambda^4} (n^2 - 1)^2.$$

Приведенное уравнение Релея (2-144) позволяет установить следующие особенности рассеяния на малых по сравнению с длиной волны неоднородностях:

а) Интенсивность рассеяния пропорциональна $\frac{1}{\lambda^4}$.

б) Показатель рассеяния увеличивается с ростом размера неоднородностей пропорционально квадрату их объема.

Как показали исследования К. С. Шифрина [Л. 52], основные свойства релеевского рассеяния $\left(K_p \approx \frac{1}{\lambda^4}\right)$ имеют место при рассеянии на малых частицах, если показатель преломления рассеивающей частицы не зависит от длины волны



Рис. 2-67.

и различие между показателями преломления среды и частицы невелико, а также если рассеивающая частица не обладает избирательным поглощением. Многие экспериментальные исследования прозрачности чистого сухого воздуха в верхних слоях атмосферы показали, что уравнение Релея (2-144) достаточно точно описывает явление молекулярного рассеяния в воздухе, свободном от влаги и загрязнения.

Детальные исследования зависимости показателя рассеяния от размеров и свойств рассеивающих частиц, проведенные многими авторами, показали, что избирательность рассеяния уменьшается по мере увеличения относительного размера частицы $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$. Изменение отношения $\frac{k_p}{\pi r^2}$ в функции относительного размера частицы $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$, приведенное на кривой (рис. 2-67) для прозрачных частиц ($n = 1{,}33$) в воздухе по данным К. С. Шифрина, позволяет сделать следующие выводы:

а) При малых частицах ($\rho \leqslant 1$) показатель рассеяния быстро растет с уменьшением длины волны, что соответствует теории Релея.

б) Для частиц с радиусом $r = \lambda$ показатель рассеяния имеет максимальное значение.

в) Минимумы показателя рассеяния, следовательно максимумы прозрачности, имеют место для среды с рассеивающими частицами, относительные размеры которых $\rho = 11{,}4$; 21; 30; 37,8.

г) Наличия явно выраженных максимумов и минимумов кривой $\frac{k_p}{\pi r^2} = f\left(2\pi \frac{r}{\lambda}\right)$ определяются интерференционной природой рассеяния.

д) В пределах допустимой точности следует считать, что рассеяние неизбирательно для сферических частиц с радиусом $r \geqslant 5\lambda$.

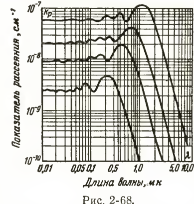


Рис. 2-68.

Эти выводы, имеющие большое практическое значение для расчета прозрачности воздуха со взвешенными в нем капельками воды [1], наиболее наглядно представлены на кривых зависимости показателя рассеяния в функции длины волны излучения (рис. 2-68).

Теория и опыт показали, что относительный размер рассеивающих частиц определяет не только величину показателя рассеяния и соотношение его спектральных значений, но также и функцию светораспределения рассеянного излучения. Как показали расчеты В. В. Шулейкина [Л. 53], форма кривой продольного рассеяния на прозрачных частицах определяется размером рассеи-

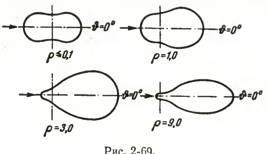


Рис. 2-69.

вающих частиц (рис. 2-69). Сопоставление приведенных продольных кривых рассеяния показывает значительный рост направленной составляющей рассеяния по мере увеличения размера рассеивающих частиц вследствие увеличения роли преломления излучения на крупных частицах. Эта концентрация рассеянного

[1] Показатель преломления капелек воды $n = 1{,}33$.

потока вперед, часто называемая эффектом Ми[1], иллюстрируется следующей таблицей, результаты которой рассчитаны для $n=1{,}33$.

Относительный размер частиц $\rho=\frac{2\pi r}{\lambda}$	$\leqslant 0{,}1$	1	3	9	∞
Доля „отраженной" составляющей рассеяния	0,5	0,4	0,2	0,1	0,08
$\frac{\varphi_{\vartheta=0}}{\varphi_{\vartheta=\pi}}$	1	2,37	10,7	17,1	24,2

Для расчетов рассеянного излучения в приземном слое чистого воздуха обычно пользуются продольной кривой, имеющей следующую форму:

ϑ^0	0	20	45	90	135	180
$\varphi(\vartheta)$	4,72	4,00	2,28	0,61	0,48	0,48

Исследования продольной кривой рассеяния морской воды, проведенные А. А. Гершуном [Л. 54] для двух внутренних морей СССР, позволили ему дать некоторое среднее значение[2] функции рассеяния (рис. 2-70, кривая *б*), достаточно близко совпадающее с расчетной кривой В. В. Шулейкина (рис. 2-70, кривая *а*).

В светотехнической практике часто приходится использовать излучение, рассеянное в толще *глушеного* (*молочного*) *стекла*, состоящего из однородной массы прозрачного стекла, в которой находятся во взвешенном состоянии мельчайшие частицы вещества, называемого *глушителем*. Частицы глушителя так же прозрачны, как и основная масса стекла, но они обладают иным показателем преломления. В качестве глушителя наиболее часто применяют криолит [$AlF_3$3 (NaF)]. Глушение стекла может осуществляться окисью цинка или олова, алюминатами натрия и кальция и другими веществами, которые после варки стекла в процессе его остывания выпадают в виде мельчайших кристалликов. В зависимости от размеров этих частиц глушителя и их показателя преломления относительно общей массы стекла определяются оптические свойства глушеного стекла. При малом размере частиц ($d \leqslant 0{,}5$ *мк*) и небольшом различии

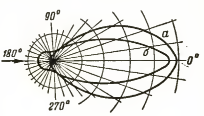


Рис. 2-70.

[1] Г. Ми — физик, впервые обнаруживший концентрацию потока рассеяния вперед при увеличении размеров рассеивающих частиц.

[2] Функция рассеяния излучения морской водой зависит от ее химического состава, наличия взвешенных частиц и пр., вследствие чего среднее значение функции может характеризовать оптические свойства воды лишь приближенно.

в показателях преломлеиия частиц глушителя и общей массы глушеные стекла рассеивают преимуществеиио коротковолиовые излучения. Сквозь такие стекла, называемые *опаловыми*, проходят без рассеяния длиниоволиовые излучения, вследствие чего через опаловые стекла видна нить лампы накаливаиия красиого цвета, а рассеяниое опаловым стеклом излучеиие имеет голубоватый оттеиок. Выбором типа глушителя, его доли в шихте стекла и технологии производства, влияющей на размер взвешениых частиц глушителя, можно варьировать оптические свойства молочного стекла, в частности обеспечивать большое значеиие коэффициента пропускания без сниженияя рассеивающих свойств.

В заключение анализа общих принципов рассеяния излучения и изложения основ расчета рассеянного пучка лучей следует указать, что в процессе интерференции вторичных элементарных излучений и диффракции их на рассеивающих частицах происходит частичная поляризация рассеянного излучения. Степень этой поляризации неодинакова по различным направлениям пространства. Наглядным примером частичной поляризации рассеянного излучения может служить поляризация релеевского рассеяния на малых частицах. На рис. 2-71 приведены продольные кривые составляющей поляризованного рассеянного излучения в плоскости электрического вектора (кривая *а*) и в плоскости магнитного вектора (кривая *б*). В той же системе координат дана суммарная продольная кривая рассеяния (кривая *в*), форма которой уже известна из рис. 2-69. Из приведенных кривых можно видеть, что в плоскости, перпендикулярной направлению первичного пучка $\left(\vartheta = \frac{\pi}{2}\right)$, рассеянное излучение полностью поляризовано в плоскости магнитного вектора первичного пучка. В направлениях $\vartheta = \pi$ и $\vartheta = 0$ степень поляризации равна нулю. Согласно уравнению Релея степень поляризации элементарного пучка лучей рассеянного излучения по любому направлению ϑ определится как

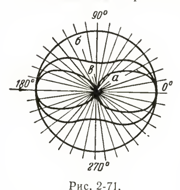


Рис. 2-71.

$$\Delta(\vartheta) = \frac{\sin^2 \vartheta}{1 + \cos^2 \vartheta}. \tag{2-145}$$

2-28. Поле рассеянного излучения

Как известно (см. § 1-30), сила света источника и его яркость в заданном направлении не зависят от расстояния лишь в тех случаях, когда возможно пренебречь ослаблением излучения в среде, в которой оно распространяется. В рассеивающей среде изменение силы света и яркости вдоль

пучка лучей определяется ослаблением излучения за счет рассеяния[1]. Применяя закон Бугера [см. уравнение (2-110)], можно написать следующие выражения для силы света и яркости прямого излучения с учетом ослабления излучения в рассеивающей среде:

$$\left.\begin{aligned}(I_{\alpha\beta})_A &= I_{\alpha\beta} e^{-k_p l};\\ (B_{\alpha\beta})_A &= B_{\alpha\beta} e^{-k_p l},\end{aligned}\right\} \qquad (2\text{-}146)$$

где $(I_{\alpha\beta})_A$ и $(B_{\alpha\beta})_A$ — сила света и яркость излучения в точке A по направлению $\alpha\beta$ на расстоянии l от исследуемого излучателя;

$I_{\alpha\beta}$ и $B_{\alpha\beta}$ — сила света и яркость излучателя без учета ослабления.

Рассмотрим приведенные уравнения на примере расчета освещенности, создаваемой точечным излучателем на плоскости Q в точке A (рис. 2-72).

Принимая во внимание, что освещенность на исследуемой плоскости создается не только прямыми излучениями источника O, но и рассеянными излучениями всей массы рассеивающей среды, можем написать:

$$E_Q = E_{np} + E_p = \frac{I_{\alpha\beta}}{l^2} e^{-k_p l} \cos\gamma + \frac{k_p}{4\pi} \int\limits_V \frac{I_{\alpha_i\beta_i}}{l_i^2 l_q^2} e^{-k_p (l_i + l_q)} \varphi(\vartheta) \cos\theta \, dV, \qquad (2\text{-}147)$$

где E_{np} и E_p — освещенность, создаваемая прямым и рассеянным излучением;

l_i и l_q — переменные расстояния, определяемые координатами точки A_i (рис. 2-72).

Освещенность, создаваемая рассеянным излучением [уравнение (2-147)], определена согласно уравнению (2-143), по которому сила света излучения, рассеянного элементарным объемом среды dV, расположенным в точке A_i, будет равна:

$$dI_\vartheta = \frac{k_p}{4\pi} E_n \varphi(\vartheta)\, dV = \frac{k_p}{4\pi} \frac{I_{\alpha_i\beta_i}}{l_i^2} e^{-k_p l_i} \varphi(\vartheta)\, dV.$$

Освещенность, создаваемая этим элементарным излучателем на плоскости Q в точке A с учетом ослабления излучения на пути от A_i до A, определится как

$$dE_p = \frac{dI_\vartheta}{l_q^2} e^{-k_p l_q} \cos\theta = \frac{k_p}{4\pi} \cdot \frac{I_{\alpha_i\beta_i}}{l_i^2 l_q^2} e^{-k_p (l_i + l_q)} \varphi(\vartheta) \cos\theta \, dV.$$

[1] В настоящем параграфе рассматривают случай ослабления излучения только за счет рассеяния, принимая истинное поглощение равным нулю.

Интегрирование полученного выражения освещенности [уравнение (2-147)] производится по всему объему рассеивающей среды, расположенному по одну сторону освещаемой плоскости Q.

Решение этого интегрального уравнения (2-147) затруднено интегрированием функций светораспределения $I_{\alpha_i\beta_i}$ и $\varphi(\vartheta)$. Применяемые при этом приемы приближенных решений опре-

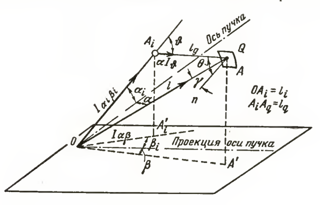


Рис. 2-72.

деляются в каждом конкретном случае[1] возможностью принять $I_{\alpha\beta} = \text{const}$ для некоторой зоны пространства и $\varphi(\vartheta) = \text{const}$ для некоторой совокупности направлений.

При больших значениях показателя рассеяния возникает необходимость учета многократного рассеяния. Вследствие значительного усложнения расчета при учете многократного рассеяния обычно ограничиваются учетом лишь вторичного рассеяния. Рассмотрим схему расчета освещенности, создаваемой вторично рассеянным световым потоком.

Освещенность плоскости Q в точке A, создаваемая вторичным рассеянием элементарного объема dV_2, расположенного в точке A_k (рис. 2-73) и освещенного излучением первичного рассеяния элементарным объемом dV_1, расположенным в точке A_i, определится как

$$d^2E''_p = \frac{d^2I_{\vartheta_2}}{l_q^2}\, e^{-k_p l_q} \cos\theta_2 = k_p \frac{dE'_p}{4\pi l_q^2} \varphi(\vartheta_2)\, e^{-k_p l_q} \cos\theta_2\, dV_2,$$

где освещенность dE'_p, создаваемая на плоскости, перпенди-

[1] Конкретные случаи расчета рассеянного излучения рассматриваются в курсе „Светооптические установки".

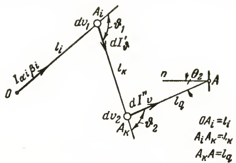


Рис. 2-73.

кулярной направлению ϑ_1 в точке A_k излучением первично рассеянным элементарным объемом dV_1, будет равна:

$$dE'_p = \frac{k_p}{4\pi} \frac{I_{\alpha_i\beta_i}}{l_i^2 l_k^2} e^{-k_p(l_i+l_k)} \varphi(\vartheta_1)\, dV_1.$$

Следовательно, элементарное значение освещенности, создаваемой вторичным рассеянием, можно определить как

$$d^2E''_p = \frac{I_{\alpha_i\beta_i} k_p^2}{16\pi^2 l_i^2 l_k^2 l_q^2} e^{-k_p(l_i+l_k+l_q)} \varphi(\vartheta_1)\varphi(\vartheta_2)\cos\theta_2\, dV_1\, dV_2.$$

Интегрируя полученное выражение дважды по объему рассеивающей среды получим:

$$E''_p = \frac{k_p^2}{16\pi^2} \int_{V_1} dV_1 \int_{V_2} \frac{I_{\alpha_i\beta_i}}{l_i^2 l_k^2 l_q^2} e^{-k_p(l_i+l_k+l_q)} \varphi(\vartheta_1)\varphi(\vartheta_2)\cos\theta_2\, dV_2. \quad (2\text{-}148)$$

При определении пределов интегрирования следует учитывать, что освещенность на плоскости Q создается вторичным рассеянием частиц, расположенных в полупространстве с одной стороны плоскости Q, причем вторичное рассеяние каждой частицы определяется первичным рассеянием частиц, расположенных в пределах всего рассеивающего пространства. Яркость рассеивающей среды по заданному направлению нетрудно определить, пользуясь понятием объемной плотности силы света i_ϑ, численно равной величине силы света излучения, рассеянного единицей объема рассеивающей среды по заданному направлению ϑ:

$$i_\vartheta = \frac{dI_\vartheta}{dV}.$$

Учитывая ослабление излучения на пути от точки возникновения рассеянного излучения A_l до точки расположения наблюдателя A, получим следующее выражение объемной

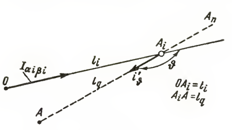


Рис. 2-74.

плотности силы света первично рассеянного излучения по направлению A_iA в точке A (рис. 2-74):

$$i'_\vartheta=\frac{dI'_\vartheta}{dV}=k_p\,\frac{I_{\alpha_i\beta_i}}{4\pi l_i^2}\,\varphi(\vartheta)\,e^{-k_p(l_i+l_q)}.$$

Вполне понятно, что объемную плотность силы света светящего объема можно рассматривать как линейную плотность яркости по тому же направлению

$$i'_\vartheta=\frac{dB'_\vartheta}{dl}.$$

Следовательно, яркость первично рассеивающей среды в точке A по направлению AA_n определится линейным интегралом произведения $i'_\vartheta dl$:

$$B'_{AA_n}=\frac{k_p}{4\pi}\int\limits_{AA_n}\frac{I_{\alpha_i\beta_i}}{l_i^2}\,\varphi(\vartheta)\,e^{-k_p(l_i+l_q)}\,dl. \qquad (2\text{-}149)$$

При необходимости учета вторичного рассеяния яркость свечения увеличится на величину

$$B''_{AA_n}=\frac{k_p^2}{16\pi^2}\int\limits_{AA_n}dl\int\limits_V\frac{I_{\alpha_i\beta_i}}{l_i^2 l_k^2}\,e^{-k_p(l_i+l_k+l_q)}\,\varphi(\vartheta_1)\,\varphi(\vartheta_2)\,dV. \quad (2\text{-}150)$$

Приведенное уравнение яркости вторичного рассеяния должно быть понятно из предшествующих рассуждений и анализа

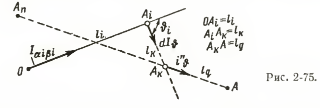


Рис. 2-75.

схемы, приведенной на рис. 2-75. Пределы объемного интегрирования в уравнении (2-150) определяются полным объемом рассеивающей среды.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

ОБЩИЕ ЗАКОНЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

3-1. Формы преобразования излучения

Как уже указывалось (см. § 1-23 и 2-26), любое преобразование излучения начинается с его поглощения молекулами вещества, участвующего в преобразовании. Следовательно, первичной фазой элементарного процесса любого преобразования излучения является поглощение фотона. Как показывает опыт, фотоны преобразуемого излучения должны поглощаться молекулами того вещества, во взаимодействии с которым происходит преобразование излучения. Исключением из этого правила являются процессы *сенсибилизированного преобразования излучения*, в которых молекулы вещества, преобразующего излучение, возбуждаются в результате взаимодействия с возбужденными молекулами примеси, называемой *сенсибилизатором* [1]. Излучение, падающее на сенсибилизированное вещество, поглощается молекулами сенсибилизатора, которые передают энергию возбуждения молекулам основного вещества путем соударения или передачей электрона в результате ионизации.

Типичным примером сенсибилизированного пребразования излучения является фотолюминесценция смеси паров ртути и натрия, возбуждаемая однородным излучением с длиной волны $\lambda = 0{,}2536$ *мк*, поглощенным молекулами ртути. В спектре фотолюминесценции смеси этих паров наблюдаются не только линии ртути, но также и линии натрия с длиной волны $\lambda = 0{,}589$ *мк*, которые возникают в результате соударений возбужденных молекул ртути с молекулами натрия.

Наиболее широко метод сенсибилизации используется в фотографической технике (см. § 3-17) для расширения полосы спектральной чувствительности фотографических материалов.

Как известно (см § 2-25), поглощение излучения подчиняется закону Бугера. Согласно уравнениям (2-105) и (2-106) ко-

[1] Сенсибилизатор является примесью, потому что он составляет незначительную долю в смеси с основным веществом.

эффициент поглощения лучистого потока при прохождении излучения через вещество определится как [1]

$$\alpha = 1 - e^{-kl} = 1 - e^{-mcl} = 1 - e^{-\mu pl},$$

где k — показатель поглощения;
m и μ — молекулярный и молярный показатели поглощения;
c — концентрация вещества, выраженная числом молекул на 1 $м^3$;
p — то же, выраженное числом грамм-молей на 1 $л$ раствора.

Из приведенного уравнения нетрудно видеть, что молекулярный показатель поглощения имеет размерность $м^2$. Исходя из этого, каждую молекулу поглощающего вещества можно условно рассматривать как очень маленькую непрозрачную площадку, численно равную молекулярному показателю поглощения, следовательно целиком поглощающую падающую на нее лучистую энергию. Эту условную площадь сечения молекулы принято называть ее *эффективным сечением*. Вследствие наличия упругих соударений фотонов с молекулами далеко не все фотоны, соударяющиеся с молекулой, ею поглощаются. Это приводит к тому, что полученная из уравнения Бугера — Беера площадь эффективного сечения молекул будет в десятки и сотни раз меньше площади действительного ее сечения.

Для определения площади эффективного сечения молекулы обратимся к опытным данным. Из опыта известно, что красители в зоне максимума полосы поглощения имеют молекулярный показатель поглощения, равный от 10^{-19} до 10^{-21} $м^2$; следовательно, эффективное сечение молекулы красителя в среднем имеет площадь 10^{-20} $м^2$.

Процесс поглощения излучения веществом, как известно, имеет прерывный характер вследствие способности молекул вещества поглощать лучистую энергию лишь только целыми квантами. Внутренняя энергия молекулы любого вещества может повышаться до некоторых уровней, определяемых структурой строения молекулы и входящих в нее атомов (см. § 2-26). Вероятность поглощения фотона с заданной частотой излучения определяется возможностью перехода поглощающей молекулы с одного энергетического уровня на другой, отличающийся от начального на величину энергии поглощаемого фотона. Следовательно, вероятность поглощения фотона определится не только структурой молекулы, но и ее энергетическим состоянием в момент ее взаимодействия с фотоном.

Как известно, среднее статистическое значение энергии молекул поглощающего тела определяется его температурой. Темпе-

---

[1] При рассмотрении законов преобразования лучистой энергии будем считать, что рассеяние излучения отсутствует, вследствие чего показатель ослабления излучения примем равным показателю поглощения.

ратура тела определят также вероятность[1] распределения молекул по уровням энергии. Наиболее вероятное значение энергии молекулы близко по величине к среднему статистическому ее значению в условиях заданной температуры. Доля молекул, обладающих энергией, отличающейся от наиболее вероятной, быстро уменьшается по мере увеличения или уменьшения энергии каждой молекулы по сравнению с наиболее вероятным ее значением. Учитывая также, что вероятность поглощения фотона молекулой с заданным уровнем энергии неодинакова для фотонов различных частот, следует сделать вывод, что функция спектрального показателя поглощения излучения определяется:

а) вероятностью поглощения фотонов различных частот с каждого возможного энергетического уровня молекулы исследуемого вещества;

б) долей молекул, обладающих теми из энергетических уровней, с которых возможно поглощение фотона.

Этот вывод позволяет рассматривать процесс поглощения как процесс, подчиняющийся статистическим законам кинетической теории вещества.

Вследствие квантовой природы процесса поглощения излучения не все молекулы поглощающего тела получают приращение энергии, а лишь только те, которые участвовали в элементарных процессах поглощения. Очевидно, что число молекул, получивших приращение энергии, равно числу поглощенных фотонов, причем приращение энергии каждой молекулы равно энергии поглощенного фотона и может быть весьма значительным в молекулярном масштабе. Так, например, поглощение фотонов ультрафиолетового излучения с длиной волны $\lambda = 0{,}3$ *мк* эквивалентно сообщению энергии 107 *ккал·моль*$^{-1}$. Распределение энергии, поглощенной молекулой, между смежными молекулами, не участвовавшими в процессе поглощения, может быть лишь в результате последующего взаимодействия молекул.

Лучистая энергия, поглощенная молекулами вещества, как известно, преобразуется в энергию любой другой формы движения материи. Этот процесс преобразования может протекать изолированно внутри возбужденной молекулы или поглощенная энергия может распределяться статистически равномерно между всеми молекулами независимо от того, принимали они или не принимали участия в элементарных процессах поглощения.

Статистически равномерное распределение поглощенной энергии наблюдается лишь при тепловом действии излучения, когда лучистая энергия преобразуется в энергию поступательного, колебательного и вращательного движения всех молекул взаимо-

[1] Вероятность распределения по уровням энергии определяется долей общего числа молекул, приходящихся на каждый уровень энергии колебания.

действующего вещества. Избыточная энергия колебания и вращения молекул рассеивается в окружающую среду путем конвекции, теплопередачи и теплового излучения.

Изолированное преобразование поглощенной лучистой энергии внутри одной молекулы или в группе молекул может иметь следующие формы:

а) изменение электрического состояния поглощающего тела — *фотоэффект;*

б) излучение изолированно возбужденных молекул — *фотолюминесценция*;

в) химические реакции в молекулах, поглотивших излучение,— *фотохимическое действие*;

г) химические реакции в молекулах белка и связанные с этим процессы обмена веществ в живом организме — *фотобиологическое действие.*

3-2. Количественные характеристики процессов преобразования излучения

При рассмотрении принципов построения систем эффективных величин (см. § 1-23) было показано, что количественные характеристики процессов преобразования оптического излучения определяются энергетическими соотношениями. Лучистая энергия, поглощенная молекулами вещества, как правило, превращается одновременно в энергию нескольких форм движения материи. Так, например, любая форма преобразования излучения обычно сопровождается частичным тепловым рассеянием поглощенной лучистой энергии. Часто фотохимическая реакция сопровождается фотолюминесценцией и пр. Таким образом, как уже указывалось ранее, любое эффективное преобразование излучения (см. § 1-23) сопровождается некоторыми потерями поглощенной лучистой энергии на побочные процессы. Возникновение побочных процессов возможно как за счет частичного рассеяния энергии большинства из поглощенных фотонов (тепловое рассеяние поглощенной энергии), так и за счет полного изъятия энергии некоторых поглощенных фотонов из процесса эффективного преобразования. Примерами полного изъятия некоторых фотонов могут служить: возникновение фотолюминесценции в процессе фотохимического действия излучения, нагревание вещества за счет поглощения фотонов инфракрасного излучения в процессе фотохимического или фотоэлектрического действия коротковолнового излучения и др.

Для качественной и количественной характеристик процессов эффективного преобразования излучения пользуются понятиями: *квантового выхода,* определяемого отношением числа фотонов, участвующих в эффективном преобразовании, $n_э$, к общему чис-

лу фотонов, поглощенных веществом, n_α, а также *энергетического выхода,* определяемого отношением эффективной энергии $W_э$ (см. § 1-23) ко всей поглощенной лучистой энергии W_α:

$$\eta_k = \frac{n_э}{n_\alpha}; \tag{3-1}$$

$$\eta_э = \frac{W_э}{W_\alpha}. \tag{3-2}$$

Квантовый выход фотолюминесценции, согласно уравнению (3-1), можно определить отношением числа фотонов потока люминесценции $n_ф$ к числу поглощенных фотонов n_α:

$$\eta_k = \frac{n_ф}{n_\alpha}. \tag{3-1а}$$

Для фотохимических и биологических процессов преобразования лучистой энергии квантовый выход определяется отношением числа молекул исходного вещества, вступившего в реакцию, $M_э$ к числу поглощенных фотонов n_α:

$$\eta_k = \frac{M_э}{n_\alpha}. \tag{3-1б}$$

Замена числа эффективно поглощенных фотонов $n_э$ числом фотонов фотолюминесценции $n_ф$ или числом молекул вещества, вступивших в фотохимическую реакцию $M_э$, возможна в силу квантовой сущности процессов преобразования энергии. Квантовая природа поглощения и преобразования излучения диктует условия, при которых каждый эффективно поглощенный фотон является причиной элементарного процесса преобразования.

Эту закономерность впервые сформулировал А. Эйнштейн в 1905 г. на основе установления квантовой сущности фотохимических и фотоэлектрических процессов преобразования излучения. Равенство числа эффективно поглощенных фотонов числу первичных элементарных процессов эффективного преобразования лучистой энергии часто называют *законом квантовой эквивалентности.* Этот закон является общим для всех процессов преобразования излучения.

Из закона квантовой эквивалентности следует, что предельно максимальное значение квантового выхода может быть равно единице, когда все поглощенные фотоны эффективно используются во взаимодействии излучения с веществом.

Численное значение энергетического выхода любого преобразования лучистой энергии, как правило, меньше значения квантового выхода вследствие того, что часть энергии большинства поглощенных фотонов претерпевает тепловое рассеяние

(см. § 3-3). Из уравнения (1-72) следует, что произведение энергетического выхода на величину коэффициента поглощения определяет чувствительность приемника.

Как показал акад. С. И. Вавилов, для процесса фотолюминесценции растворов красителей зависимость энергетического выхода от длины волны излучения имеет явно выраженный максимум (рис. 3-1).

Для объяснения этой зависимости преобразуем уравнение (3-2), заменяя эффективную энергию $W_э$ произведением числа элементарных процессов эффективного преобразования $n_э$ на среднее значение энергии каждого элементарного процесса $\overline{W}_м$, а энергию, поглощенную веществом, W_α произведением числа поглощенных фотонов n_α на энергию каждого поглощенного фотона $h\nu_в$*:

$$\eta_э(\lambda)=\frac{W_э}{W_\alpha}=\frac{n_э\overline{W}_м}{n_\alpha h\nu_в}=\eta_k\frac{\overline{W}_м}{h\nu_в}=\eta_k(\lambda)\,\overline{\eta}(\lambda), \tag{3-2а}$$

где $\overline{\eta}(\lambda)$ — среднее значение к. п. д. элементарного процесса преобразования.

Для любого элементарного процесса преобразования баланс энергии определяется законом сохранения энергии:

$$h\nu_в=W_м\pm\Delta W_T,$$

где ΔW_T — тепловая энергия элементарного процесса. Как можно видеть из приведенного баланса, энергия поглощенного фотона может быть меньше, равна или больше энергии элементарного процесса эффективного преобразования. Наиболее вероятны случаи, соответствующие тепловому рассеянию части энергии фотона, когда

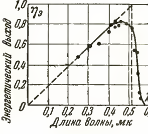


Рис. 3-1.

$$h\nu_в>W_м.$$

Вероятность обратного соотношения $h\nu_в<W_м$, соответствующего присоединению к энергии фотона некоторой доли тепловой энергии молекулы, как правило, очень мала и уменьшается по мере увеличения разницы между $h\nu$ и $W_м$. Так как вероятность возникновения элементарных процессов определяется величиной квантового выхода, следует предполагать резкое его умень-

* В дальнейшем индексом *в* будем пользоваться для обозначения параметров излучения возбуждения.

шение при увеличении длины волны возбуждающего излучения сверх критического значения $\lambda_{кр}$, определяемого равенством

$$h\nu_{в} = \overline{W}_{м} \quad \text{или} \quad \frac{hc}{\lambda_{кр}} = \overline{W}_{м},$$

откуда

$$\lambda_{кр} = \frac{hc}{\overline{W}_{м}}.$$

Следовательно, эффективное преобразование излучения с длинами волн $\lambda_{в} \geqslant \lambda_{кр}$ происходит с малым энергетическим выходом, резко уменьшающимся по мере увеличения длины волны (рис. 3-1). Крутое падение кривой $\eta_{э} = f(\lambda)$ в зоне $\lambda_{в} \geqslant \lambda_{кр}$ определяется резким уменьшением вероятности возникновения элементарных процессов преобразования излучений с длинами волн $\lambda_{в} > \lambda_{кр}$, следовательно быстрым падением квантового выхода.

Уменьшение энергетического выхода при $\lambda_{в} < \lambda_{кр}$ следует объяснить уменьшением к. п. д. элементарного процесса преобразования по мере увеличения энергии каждого поглощенного фотона. Уменьшение значения $\overline{\eta}$ для больших фотонов происходит в результате теплового рассеяния значительной части лучистой энергии, поглощенной веществом.

Как показано на рис. 3-1 для фотолюминесценции флуоресцеина, зависимость энергетического выхода от длины волны возбуждающего излучения получается наиболее простой вследствие постоянства квантового выхода в зоне $\lambda_{в} < \lambda_{кр}$. Форму кривой зависимости энергетического выхода от длины волны излучения возбуждения, установленную акад. С. И. Вавиловым для процесса фотолюминесценции красителей, нельзя считать универсальной для всех процессов преобразования лучистой энергии, так как функция $\eta_{к}(\lambda)$ может быть более сложной. Несмотря на это, причины изменения энергетического выхода, установленные С. И. Вавиловым при изменении энергии поглощаемого фотона, следует считать общими для всех процессов преобразования излучения.

3-3. Механизм элементарных процессов преобразования

При рассмотрении механизма элементарных процессов преобразования лучистой энергии необходимо воспользоваться потенциальными кривыми молекулы (см. § 2-26). В результате поглощения молекулой фотона видимого или ультрафиолетового излучения происходит электронное возбуждение молекулы, изображаемое на графике энергетических уровней переходом на новую

потенциальную кривую с более высоким энергетическим уровнем (рис. 3-2). Обычно часть энергии поглощенного фотона передается колеблющимся ядрам молекулы. Принцип, согласно которому происходит передача части энергии электронного возбуждения колеблющимся ядрам, был сформулирован И. Франком (1925 г.). Этот принцип впоследствии (1926 г.) был обоснован Е. Кондоном квантово-механическими законами.

Согласно *принципу Франка — Кондона* длительность электронного перехода столь мала, что в течение этого перехода

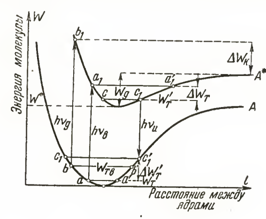


Рис. 3-2.

ядра молекулы, обладающие массами, значительно бо́льшими массы электрона, не изменяют своего положения и скорости движения. Наряду с этим электронное возбуждение молекулы приводит к изменению условия равновесия составных ее частей. В результате этого ядра, колеблющиеся в момент поглощения фотона с малой амплитудой и частотой, как правило, получают избыток потенциальной энергии и начинают колебаться относительно нового положения равновесия с большей амплитудой и частотой.

Принцип Франка — Кондона получает особую наглядность в графической интерпретации на потенциальных кривых молекулы (рис. 3-2). Переход молекулы в возбужденное состояние соответствует на графике переходу с потенциальной кривой нормального состояния молекулы (кривая A) на кривую возбужденного ее состояния (кривая A^*). Этот переход согласно принципу Франка—Кондона происходит при неизменном расстоянии между ядрами молекулы, что соответствует на графике вертикальному переходу из точек a и b в точки a_1 и b_1 (рис. 3-2). Изменение положений равновесия составных частей молекулы при ее электронном возбуждении характеризуется на графике некоторым

смещением потенциальной кривой молекулы относительно кривой нормального состояния и изменением ее формы.

Переход молекулы из нормального состояния в возбужденное теоретически может происходить при любом положении колеблющихся ядер, что графически соответствует любой точке отрезка кривой aa'. Однако вероятность таких переходов неодинакова и определяется длительностью пребывания колеблющихся ядер молекулы в каждом из возможных положений. Вследствие того, что в точках максимального отклонения от положения равновесия (точки a, a' и b, b') скорость движения ядер равна нулю, длительность пребывания ядер в этих точках максимальна. Следовательно, переходы двухатомной молекулы в возбужденное состояние и обратно наиболее вероятны из таких состояний, при которых расстояние между ядрами максимально (точки a', b') или минимально (точки a, b).

Результаты исследования энергетики элементарных процессов электронного возбуждения молекулы и преобразования энергии поглощенного фотона показывают, что эти процессы обычно сопровождаются тепловыми потерями энергии.

Это дополнительное условие окончательно определяет наиболее вероятное состояние молекулы в момент поглощения фотона, а также в момент излучательного перехода в нормальное состояние.

Так, например, поглощение фотона $h\nu_в$ молекулой, находящейся на энергетическом уровне W_T (рис. 3-2), соответствующем заданной температуре вещества T, вызывает электронный переход aa_1, приводящий к росту энергии колебания ядер молекулы на величину ΔW_T. Избыток колебательной энергии молекулы ΔW_T за время пребывания ее в возбужденном состоянии передается соударениями смежным молекулам. В результате этого среднее статистическое значение энергии возбужденной молекулы снижается до уровня W_T', наиболее вероятного для установившейся температуры вещества.

При более высоких значениях температуры вещества, следовательно при более высоком уровне колебательной энергии молекулы в нормальном состоянии ее электронной оболочки $W_{T_в}$, возможны случаи, когда избыток колебательной энергии, получившийся при электронном возбуждении, приведет к диссоциации возбужденной молекулы (переход bb_1).

Возвращение молекулы в нормальное состояние, связанное с излучением фотона фотолюминесценции, наиболее вероятно также из такого крайнего колебательного положения, которому соответствует электронный переход на более высокий колебательный уровень, т. е. тепловое рассеяние части поглощенной энергии $\Delta W_T'$ (переход c_1c_1').

Приведенные примеры представляют наиболее вероятные элементарные процессы возбуждения молекулы и преобразования ею энергии поглощенного фотона. В действительности возможно поглощение фотона молекулой с иного колебательного уровня, так как W_T является лишь средним статистическим уровнем энергии колебания. Возможно также возбуждение молекулы при ином взаимном расположении ее составных частей, однако вероятность этих процессов уменьшается по мере увеличения отклонения их от рассмотренной наиболее вероятной энергетической схемы.

3-4. Длительность возбужденного состояния

Молекула взаимодействующего с излучением вещества, переходя на более высокий энергетический уровень в результате поглощения фотона, может находиться в возбужденном состоянии в течение некоторого конечного времени. Длительность пребывания частицы в возбужденном состоянии при отсутствии внешних по отношению к ней воздействий определяется свойствами ее электронной оболочки. Как показали разнообразные экспериментальные исследования, основанные в большинстве случаев на изучении длительности фотолюминесценции, нормальная *длительность возбужденного состояния молекул* газов и жидкостей исчисляется 10^{-8}—10^{-9} *сек.* В течение всего времени пребывания молекулы в возбужденном состоянии возможно тепловое рассеяние избытка ее энергии. В течение этого же промежутка времени происходят те процессы преобразования поглощенной лучистой энергии, которые требуют дополнительного соударения возбужденной молекулы со смежными молекулами. Несмотря на малую длительность возбужденного состояния молекул, измеряемую стомиллионными и миллиардными долями секунды, за этот короткий промежуток времени составные части молекулы успевают совершить до 10^5 колебаний. Это определяет значительную роль передачи энергии при соударении, называемом в этом случае *ударом второго рода.* Роль ударов второго рода в процессах преобразования излучения может быть очень значительной, в особенности в сенсибилизированных процессах.

Наряду с обычными возбужденными состояниями частиц вещества существуют такие состояния, из которых невозможен переход на более низкий энергетический уровень за счет излучения. Эти состояния принято называть метастабильными, а энергетические уровни, соответствующие этим состояниям,— *метастабильными уровнями.* Молекула остается в метастабильном состоянии до тех пор, пока в результате соударения с частицами вещества она не перейдет в новое энергетическое состояние. Переход из метастабильного состояния в результате столкновения возможен как на более высокий энергетический

уровень, так и на более низкий. В первом случае частица, находящаяся в метастабильном состоянии, получает дополнительную энергию, а во втором — отдает частично или полностью избыток энергии по сравнению с энергией ее нормального состояния.

Как показывает опыт, время пребывания возбужденной частицы в метастабильном состоянии может длиться до нескольких секунд. Это время может во много раз возрасти за счет многократного перехода ее из возбужденного состояния в метастабильное. В результате этого продолжительность процессов преобразования поглощенного излучения может измеряться десятками минут и даже часами (см. § 3-12).

ТЕПЛОВОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

3-5. Количественные характеристики теплового преобразования излучения

Как известно, энергию неупорядоченного движения молекул вещества (поступательного, колебательного и вращательного) принято называть *тепловой энергией вещества*. Поэтому температура вещества может рассматриваться как мера средней кинетической энергии теплового движения молекул. Роль молекулярных процессов в тепловых явлениях впервые научно сформулировал и обосновал М. В. Ломоносов. Все тепловые явления, по мнению М. В. Ломоносова [Л. 55], обусловлены вращательным (коловратным) движением молекул, являющимся общим для всех агрегатных состояний вещества [1].

Как уже указывалось ранее, поглощенная веществом лучистая энергия частично или полностью превращается в тепловую энергию вещества, следовательно в кинетическую энергию движущихся молекул. В процессе теплового преобразования лучистой энергии энергия каждого фотона, поглощенного молекулой, превращается в энергию колебательного и вращательного движения молекулы. Эти движения быстро затухают в результате передачи избытка кинетической энергии смежным молекулам. Механизм процесса рассеяния избытка кинетической энергии молекулы, определяющего теплопроводность тела и теплоотдачу в окружающее пространство, до последнего времени не вполне ясен.

В газах и жидкостях значительную роль в этом процессе играет соударение движущихся частиц с передачей энергии от частиц с большей кинетической энергией частицам с меньшей энергией. В металлах основным передатчиком тепла являются

[1] Несмотря на то, что М. В. Ломоносов в отличие от современной физики считал причиной всех тепловых явлений лишь только вращение молекул, теория Ломоносова содержала в себе все основные черты современной молекулярно-кинетической теории тепловых процессов.

свободные электроны, обладающие скоростью движения, значительно большей скорости движения молекул газа. Рассмотрение процесса распространения тепла в металле как в идеальном одноатомном газе (электронном газе) позволило установить связь между теплопроводностью и электропроводностью, а также найти причины высоких значений теплопроводности металлов (от $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ до 0,1 *ккал* $\cdot$ *м*$^{-1}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$ $\cdot$ *град*$^{-1}$). Несмотря на недостаточную ясность механизма превращения поглощенной энергии в тепловую, совершенно не вызывает сомнений, что этот процесс протекает не изолированно в поглотившей фотон молекуле, а является результатом взаимодействия молекул друг с другом. Подтверждением этому может служить тот факт, что в разреженном газе, где вероятность столкновения молекул очень мала, теплового действия поглощенного излучения практически не наблюдается. Поглощаемая в этом случае лучистая энергия может превращаться в энергию фотолюминесценции, химическую и др. Кинетика накопления тепловой энергии телом, поглощающим падающую на него лучистую энергию, определяется не только физическими свойствами облучаемого тела, но и условиями его окружения. В качестве характеристики процесса накопления телом тепловой энергии можно принять значение температуры тела в различных его точках, в различное время. Предположим, что поверхность исследуемого тела равномерно облучается потоком с облученностью E *вт* $\cdot$ *м*$^{-2}$. За время Δt в толще облучаемого тела будет поглощена энергия

$$\Delta W_\alpha = 0{,}24 \cdot 10^{-3} \alpha \, E \, S_o \Delta t \, (ккал),$$

где α — коэффициент поглощения;
S_o — площадь облучаемой поверхности тела.

Вследствие ослабления лучистого потока по мере проникновения его в глубь тела, удельное поглощение лучистой энергии (поглощение веществом единичного объема в единицу времени) будет неодинаковым в толще облучаемого вещества. Удельное поглощение лучистой энергии, равное при установившемся процессе удельному тепловыделению, согласно уравнениям (2-110) и (2-143) определится в *ккал* $\cdot$ *сек*$^{-1}$:

$$w_1 = 0{,}24 \cdot 10^{-3} k \Sigma E_n e^{-kl},$$

где k — показатель поглощения излучения облучаемым веществом;
ΣE_n — сумма значений плотности облучения на границе облучаемого тела в плоскостях, перпендикулярных распространению излучения;
l — глубина расположения исследуемой точки вещества от наружной поверхности.

В тех случаях, когда поглощение излучения связано с испарением влаги или растворителя[1], часть поглощенной энергии затрачивается на процесс испарения. Удельная теплота испарения определится в функции объемной интенсивности испарения влаги или растворителя D и теплоты фазового перехода (испарения) ρ [Л.56]:

$$w_2 = -D\rho = -\varepsilon\rho \frac{\partial u}{\partial t}\gamma,$$

где D — объемная интенсивность испарения, *кг·м*$^{-3}$·*сек*$^{-1}$;

ρ — теплота испарения, *ккал·кг*$^{-1}$;

ε — коэффициент внутреннего испарения;

$\frac{\partial u}{\partial t}$ — изменение влагосодержания по времени, *сек*$^{-1}$;

γ — удельный вес материала, *кг·м*$^{-3}$.

Объемная плотность тепловой энергии, равная разности удельного тепловыделения и теплоты испарения, определяет скорость роста температуры в исследуемой точке без учета тепловых потерь в окружающее пространство и теплопередачи смежным участкам облучаемого тела:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{w}{c\gamma}, \tag{3-3}$$

где $w = w_1 - w_2$ — избыточная объемная плотность тепловой энергии, *ккал·м*$^{-3}$·*сек*$^{-1}$;

c — удельная теплоемкость вещества, *ккал·кг*$^{-1}$·*град*$^{-1}$;

γ — удельный вес вещества, *кг·м*$^{-3}$.

Вследствие неравномерного по объему поглощения излучения возникает некоторая разность температуры внутри облучаемого тела, приводящая к распространению в нем тепловых потоков. Вектор плотности теплового потока q принято в теплотехнике определять количеством тепла, проходящего в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности[2]:

$$\vec{q} = (-\vec{n}^0)\frac{dQ}{dt}, \tag{3-4}$$

где dQ — количество тепла, протекающего через единицу площади изотермической поверхности в течение времени dt;

$\vec{n}^0$ — единичный вектор направления нормали к изотермической поверхности в исследуемой точке.

---

[1] Количество тепла на испарение сопоставимо с теплом на нагревание лишь для влажных капиллярно-пористых тел. В процессе сушки лаков и красок, нанесенных на металлическую подложку, количество тепла на испарение растворителя очень невелико и им можно пренебречь [Л. 57].

[2] Вектор плотности теплового потока аналогичен световому вектору (см. § 2-5) и является вектором Умова в температурном поле.

Знак минус перед единичным вектором принят потому, что тепловой поток направлен от точек с большей к точкам с меньшей температурой.

Из приведенного уравнения (3·4) видно, что вектор теплового потока определяет направление и скорость переноса тепла. Так как скорость переноса тепла в веществе определяется его теплопроводностью и градиентом температуры, выражение вектора теплового потока можно написать в следующем виде:

$$\vec{q} = -\varkappa \operatorname{grad} T = \varkappa(-\vec{n}^0)\frac{\partial T}{\partial n}, \tag{3-4a}$$

где $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности вещества[1], *ккал·м*$^{-1}$·*сек*$^{-1}$·*град*$^{-1}$;

$\operatorname{grad} T = \vec{i}\frac{\partial T}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial T}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial T}{\partial z}$ — градиент температуры в исследуемой точке вещества.

Для установления скорости изменения температуры в исследуемой точке поля в результате теплопроводности рассмотрим выражение теплового потока, протекающего через замкнутую поверхность S, охватывающую единичный объем вещества:

$$w = \oint_S \vec{q}\cdot d\vec{S} = -\oint_S \varkappa \operatorname{grad} T d\vec{S}.$$

Найденный нами поток, протекающий в единицу времени через замкнутую поверхность, охватывающую единичный объем, численно равен удельному поглощению тепловой энергии в исследуемой точке поля.

Согласно теореме Остроградского—Гаусса имеем:

$$w = -\oint_S \varkappa \operatorname{grad} T d\vec{S} = -\iiint_V \varkappa \operatorname{div}(\operatorname{grad} T)\, dV, \tag{3-5}$$

где V — объем внутри замкнутой поверхности.

Согласно уравнению (3·3) удельное поглощение тепловой энергии можно определить как

$$w = \iiint_V c\gamma \frac{\partial T}{\partial t}\, dV. \tag{3-6}$$

Следовательно, из сопоставления уравнений (3-5) и (3·6) получим:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\varkappa}{c\gamma}\operatorname{div}(\operatorname{grad} T),$$

[1] В теплотехнике принято коэффициент теплопроводности обозначать через λ.

или

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\delta\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) = -\delta\nabla^2 T, \qquad (3\text{-}7)$$

где $\delta = \frac{\varkappa}{c\gamma}$ — температуропроводность вещества, $м^2 \cdot сек^{-1}$;

∇^2 — оператор Лапласа.

Суммируя значения скорости изменения температуры в результате поглощения лучистой энергии и испарения влаги [см. уравнение (3-3)] и теплопроводности [см. уравнение (3-7)], получим *дифференциальное уравнение теплопроводности* для тела, поглощающего излучение и не имеющего теплоотдачи в окружающее пространство:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{w}{c\gamma} - \delta\nabla^2 T. \qquad (3\text{-}8)$$

В действительных условиях облучения какого-либо тела в результате повышения его температуры возникает теплоотдача в окружающее пространство конвекцией, излучением и теплопроводностью. Вследствие очень малого значения теплопроводности воздуха (при температуре 20—30° С и нормальном давлении $\varkappa_в = 1 \cdot 10^{-6}$ *ккал*$\cdot м^{-1} \cdot сек^{-1} \cdot град^{-1}$) потери тепла в окружающее пространство через теплопроводность ничтожно малы и ими можно пренебречь. Таким образом, рассеяние тепловой энергии тела в окружающее пространство происходит конвекцией и излучением.

Величина теплового потока потерь энергии определится суммой конвекционного потока энергии и плотности излучения энергии нагретым телом:

$$q_n = a_к(T_n - T_в) + \eta_{no}\sigma\alpha_n T_n^4 - \eta_{on}\sigma\alpha_o T_o^4.$$

Решая это уравнение совместно с уравнением (3-4а), получим:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{a_к}{\varkappa}(T_n - T_в) + \frac{\sigma}{\varkappa}(\eta_{no}\alpha_n T_n^4 - \eta_{on}\alpha_o T_o^4), \qquad (3\text{-}9)$$

где $a_к$ — коэффициент теплоотдачи конвекцией, *ккал*$\cdot м^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot град^{-1}$;

η_{no} и η_{on} — коэффициенты использования потока, излучаемого облучаемым телом относительно окружающих его поверхностей и потока, излучаемого окружающими телами относительно облучаемой поверхности;

α_n и α_o — коэффициенты поглощения излучения облучаемым телом и окружающими его поверхностями;

$\sigma = 1{,}35 \cdot 10^{-11}$ *ккал*$\cdot$*м*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}\cdot$*град*$^{-4}$ — коэффициент интегрального излучения абсолютно черного тела [уравнение (1-59)];

T_n, $T_в$, T_o — температура поверхности облучаемого тела, окружающего воздуха и окружающих поверхностей, °К.

Полученные уравнения (3-7) и (3-9), решенные совместно, позволяют описать температурное поле во времени и в пространстве. Согласно современному учению о теплопередаче [Л. 57 и 58] решение такой задачи в общем виде для реального объекта практически невозможно. Решение аналогичных задач осуществляется приближенно на основе теории подобия методом приведения к более простым частным случаям.

Расчет температуры облучаемого тела в значительной мере упрощается, если принять распределение тепла равномерным по всей толще тела. В этом случае полностью исключается анализ теплопроводности, так как в соответствии с условием распространение тепла в облучаемом теле принимается мгновенным. Энергия, поглощенная облучаемым телом за время dt, будет затрачиваться на нагрев тела, отдачу тепла в окружающее пространство конвекцией и излучением и на испарение влаги:

$$0{,}24 \cdot 10^{-3} \alpha_n E S_o dt = cm dT + a_к (T - T_в) S dt +$$
$$+ \sigma (\eta_{no} \alpha_n T^4 - \eta_{on} \alpha_o T_o^4) S dt + \rho u_0 e^{-kl} S dt,$$

где c — теплоемкость облучаемого тела, *ккал*$\cdot$*кг*$^{-1}\cdot$*град*$^{-1}$;
m — масса облучаемого тела, *кг*;
T — температура тела, °К;
S_o и S — площади облучаемой и полной поверхности тела, *м*^{2};
ρ — теплота испарения, *ккал кг*$^{-1}$;
u_0 — начальная скорость испарения, *кг*$\cdot$*м*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$;
t — время от начала облучения, *сек*;
$T_в$ — температура окружающего воздуха, °К;
T_o — температура окружающих поверхностей, °К;
k — показатель поглощения излучения телом, *м*$^{-1}$.

Вследствие малой величины потерь тепла излучением из-за малого значения температруы облучаемого тела (обычно $T \leqslant 400$°К), можно приближенно принять постоянным отношение суммарной теплоотдачи (конвекцией и излучением) к потере конвекцией:

$$\frac{dQ_к + dQ_u}{dQ_к} = \xi.$$

При этом приближенное значение потерь тепла теплоотдачей за время dt определится как

$$dQ_к + dQ_u = a_к \xi (T - T_в) S dt,$$

где $a_к\xi = a$ — суммарный коэффициент теплоотдачи, $ккал \cdot м^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot град^{-1}$.

Принимая также с приближением, что скорость испарения влаги постоянна и равна средней скорости u, можно представить уравнение теплового баланса облучаемого тела в следующем виде:

$$0{,}24 \cdot 10^{-3} \alpha E dt = \frac{c\gamma}{\sigma} s dT + as(T - T_в) dt + \rho usdt,$$

где $s = \frac{S}{S_o}$ — отношение площадей полной поверхности и облучаемой ее части;

$\sigma = \frac{S}{V}$ — отношение площади полной поверхности облучаемого тела к его объему;

γ — удельный вес облучаемого тела, $кг \cdot м^{-3}$.

Разделяя переменные в полученном дифференциальном уравнении и заменяя в нем:

$$A = \frac{(0{,}24 \cdot 10^{-3} \alpha E - \rho us)\sigma}{c\gamma s} \quad \text{и} \quad D = -\frac{a\sigma}{c\gamma},$$

получим окончательный вид уравнения теплового баланса облучаемого тела:

$$\frac{dT}{A + D(T - T_в)} = dt. \qquad (3\text{-}10)$$

Интегрируя полученное выражение по t от $t = 0$ до $t = t_i$ и по T от значения начальной температуры $T_н$ до температуры T_i, соответствующей времени нагрева t_i, получим уравнение кинетики нагрева облучаемого тела:

$$\int_{T_н}^{T_i} \frac{dT}{A + D(T - T_в)} = \int_0^{t_i} dt;$$

$$\frac{1}{D} \ln \frac{A + D(T_i - T_в)}{A + D(T_н - T_в)} = t_i,$$

или

$$\frac{A + D(T_i - T_в)}{A + D(T_н - T_в)} = e^{Dt_i}. \qquad (3\text{-}11)$$

Проведем анализ полученного уравнения на простейшем примере облучения тела в атмосфере воздуха с постоянной температурой, равной начальной температуре тела $T_н = T_в$.

В этом случае уравнение (3-11) примет следующий вид:

$$A + D(T_i - T_в) = Ae^{Dt_i},$$

или

$$T_i = T_к + \frac{A}{D}(e^{Dt_i} - 1).$$

Подставляя значения параметров A и D, получим:

$$T_i = T_к + \frac{0,24 \cdot 10^{-3} \alpha E - \rho u s}{a s}\left(1 - e^{-\frac{a\sigma}{c\gamma} t_i}\right). \qquad (3\text{-}11а)$$

Из полученного равенства видно, что рост температуры тела по мере облучения подчиняется экспоненциальной зависимости. Практически (с погрешностью не более 5%) для $t \geqslant 3\frac{c\gamma}{a\sigma}$ устанавливается баланс между энергией, поглощаемой телом, и тепловыми потерями в окружающую среду. Этому моменту соответствует установившаяся температура облучаемого тела, равная:

$$T_у = T_к + \frac{0,24 \cdot 10^{-3} \alpha E - \rho u s}{a s}.$$

Длительность неустановившегося теплового режима тела $t_у$ от начала облучения до момента достижения установившейся температуры увеличивается с увеличением теплоемкости и удельного веса облучаемого тела, а также с уменьшением отношения площади поверхности к объему облучаемого тела. Значение установившейся температуры определяется в основном плотностью облучения, коэффициентом поглощения, коэффициентом теплоотдачи и отношением площадей облучаемой и полной поверхности облучаемого тела.

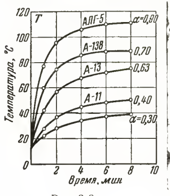


Рис. 3-3.

Для иллюстрации полученных выводов на рис. 3-3 приведены экспериментальные кривые повышения температуры облучаемой пластины из дюраля, покрытой различными красителями. Из приведенных кривых можно видеть, что длительность неустановившегося теплового режима при одинаковой плотности облучения $E = 2,3 \cdot 10^3$ *вт* $\cdot$ *м*$^{-2}$ лишь только примерно одинакова для всех красителей. Несколько бо́льшую длительность неустановившегося процесса для светлых красителей и некрашенной пластины ($\alpha = 0,3$) можно объяснить зависимостью коэффициента теплоотдачи от температуры.

3-6. Примеры установок теплового преобразования излучения

В последние годы в практику сушки окрашенных изделий и влажных тел все шире внедряется лучистая сушка. Для сушки окрашенных поверхностей наиболее эффективны инфракрасные излучения с длиной волны 0,75—1,5 *мк*. Излучения этого спектрального состава поглощаются красителями достаточно равномерно по глубине слоя, что обеспечивает равномерную и

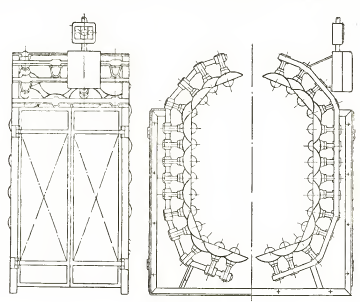


Рис. 3-4.

быструю сушку грунтовой, лаковой и эмалевой пленок. Как показывает опыт лучистой сушки, длительность этого процесса сокращается в 3—4 раза по сравнению с длительностью сушки горячим воздухом при одинаковой температуре изделия. Значительное ускорение процесса лучистой сушки объясняется тем, что лучистое нагревание пленки красителя происходит равномерно по толще пленки, а при конвекционной сушке горячим воздухом — в основном с наружной стороны пленки, что вызывает более быстрое высыхание ее наружного слоя и образование некоторой корки, препятствующей удалению растворителя из более глубоких слоев краски. Источниками энергии в установках лучистой сушки обычно являются электрические лампы накаливания с зеркальной колбой. Цветовая температура терморадиационных ламп $T_ц = 2\,500°\,K$, что соответствует максимуму излучения с длиной волны $\lambda = 1{,}16$ *мк*.

Такие лампы изготовляются мощностью 250 и 500 *вт*. Возможно также применение нормальных осветительных ламп с зеркальными отражателями на напряжении, пониженном до 85—90% от номинального. Установки лучистой сушки могут иметь различные конструктивные решения. Они могут быть в виде передвижных легких щитов, стационарных закрытых камер, а также в виде туннелей, через которые непрерывным потоком перемещаются окрашенные изделия. Пример такой туннельной установки для сушки кузова легкового автомобиля «Победа», действующей в цехе покраски ГАЗ, приведен на рис. 3-4. Источниками лучистой энергии в этой установке являются лампы 300 *вт* с зеркальными параболическими отражателями. Весь туннель, имеющий протяженность 26,5 *м*, состоит из 27 секций, в каждой из которых смонтировано по 56 ламп. Общая мощность установки около 450 *квт*.

Вторым примером установок теплового преобразования излучения могут служить *гелиотехнические установки*, предназначенные для непосредственного использования энергии солнечного излучения.

Солнце, как известно, излучает непрерывно в пространство за счет преобразования водорода в гелий колоссальный поток лучистой энергии. В процессе ядерной реакции преобразования 1 *г* водорода в гелий выделяется $\sim 1{,}5 \cdot 10^8$ *ккал*, что соответствует сжиганию около 20 *т* угля с теплотворной способностью 7 500 *ккал* $\cdot$ *кг*$^{-1}$.

По данным проф. Б. П. Вейнберга (1871—1942) поток солнечной энергии, достигающий поверхности земной атмосферы, равен $180 \cdot 10^{12}$ *квт*. Вследствие поглощения и рассеяния части солнечного излучения земной атмосферой до поверхности земли доходит $\approx 80 \cdot 10^{12}$ *квт*. Из этого колоссального потока энергии на поверхность суши приходится около 20%, что соответствует $16 \cdot 10^{12}$ *квт*. Лишь только 0,1% падающей лучистой энергии на сушу поглощается растениями и используется ими в процессе фотосинтеза (см. § 3-19). Поток солнечной энергии характеризуется значительной плотностью. Так, например, плотность облучения плоскости, перпендикулярной солнечным лучам, при высоте стояния солнца 20—30° равна $\mathbf{E}=0{,}17$ *ккал* $\cdot$ *м*$^{-2}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$. По мере увеличения высоты солнцестояния плотность облучения увеличивается за счет уменьшения длины пути солнечных лучей, следовательно уменьшения потерь в атмосфере. Так, при высоте стояния солнца 60° плотность облучения плоскости, нормальной его лучам, увеличивается до 0,22 *ккал* $\cdot$ *м*$^{-2}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$.

Непосредственное использование энергии солнечных лучей осуществляется путем преобразования поглощенной лучистой энергии в тепловую. Гелиотехнические установки, предназначенные для такого преобразования, бывают двух систем. Гелиотехнические установки первой системы основаны на использовании параболического зеркала, в фокусе которого располагается зачерненное тело — обычно паровой котел. Отраженная зеркалом лучистая энергия сосредоточивается в зоне расположения котла, через который протекает вода, непрерывно испаряющаяся вследствие большой температуры стенок котла.

В гелиотехнических установках второй системы солнечные лучи непосредственно падают на трубы, по которым протекает

вода. В результате поглощения лучистой энергии стенками труб вода нагревается и самотеком поступает в бак, расположенный над трубчатыми поглотителями (рис. 3-5). Для повышения к. п. д. такой установки трубчатые нагреватели располагаются наклонно и помещаются в теплоизолирующий футляр. Наружная поверхность такого футляра покрыта стеклом, через которое солнечная энергия проникает внутрь с малыми потерями 10—15% (френелевское отражение). Дно и стенки этого футляра зачернены и выполнены из теплоизолирующего материала. Зачерненные стенки футляра и проложенные внутри него трубы

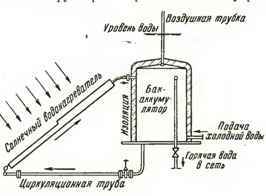


Рис. 3-5.

поглощают большую часть падающей на них лучистой энергии и нагреваются до температуры $\approx 80—100°$ С. Вследствие малой теплопроводности стекла и малой прозрачности его для длинноволновой части инфракрасных излучений потеря тепла в окружающее пространство невелика. Установки этой системы имеют к. п. д. до 0,5, что обеспечивает получение в условиях южных районов СССР до 75 *л* воды с температурой 55° С с 1 $м^2$ установки в течение дня. На рис. 3-5 приведена схема такой гелиотехнической установки.

Третьим примером теплового преобразования лучистой энергии могут служить термоэлектрические приборы и установки.

Как известно из курса физики, у границы поверхности любого металла наблюдается скачкообразное изменение потенциала, называемое *потенциальным барьером*.

Наличие потенциального барьера затрудняет переход электронов через границы металла. Чем выше потенциальный барьер, тем бóльшую энергию необходимо сообщить электрону для выполнения им работы преодоления сил взаимодействия с ионами кристаллической решетки металла.

Эту работу принято называть *работой выхода электрона* и измерять в электрон-вольтах.

При соприкосновении двух металлов за счет энергии теплового движения электроны будут переходить из металла с меньшим потенциальным барьером в металл с бо́льшим барьером, так как плотность потока электронов в этом направлении будет большей. Такой переход приводит к избытку электронов в металле с бо́льшим потенциальным барьером и недостатку электронов в другом металле. В результате этого между контактирующими металлами установится разность потенциалов. Установившаяся *контактная разность потенциалов* определится не только разницей высот потенциальных барьеров, но также и соотношением концентрации свободных электронов в двух соприкасающихся материалах:

$$eU_{12} = W_2 - W_1 + kT \ln \frac{n_1}{n_2}, \tag{3-12}$$

где U_{12} — контактная разность потенциалов между первым и вторым металлами;
W_1 и W_2 — величины работы выхода электрона;
n_1 и n_2 — концентрации свободных электронов;
k — постоянная Больцмана;
e — заряд электрона.

В замкнутой цепи из двух металлических проводников результирующая разность потенциалов, определяемая суммой контактных разностей потенциалов двух контактов a и b, всегда равна нулю, если температура контактов a и b одинакова:

$$U = U_{12} + U_{21} = \frac{W_2 - W_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{W_1 - W_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = 0.$$

При наличии разности температуры контактов a и b устанавливается некоторая результирующая разность потенциалов, называемая *термоэлектродвижущей силой*:

$$U = \frac{k}{e}(T_a - T_в) \ln \frac{n_1}{n_2}. \tag{3-12а}$$

Величина термо-э. д. с. неодинакова для различных пар металлов и определяется физическими свойствами металлов, в первую очередь числом свободных электронов. Вследствие того, что изменение температуры металлов приводит к изменению соотношения $\frac{n_1}{n_2}$, термо-э. д. с. линейно зависит от разности температур спаев лишь в сравнительно узких пределах изменения температуры.

Пары металлов, в цепи которых устанавливается ток вследствие разности температур между концами проводников, принято называть *термопарами* или *термоэлементами*. Совокупность нескольких последовательно соединенных термопар называют *термобатареей*.

Малое значение к. п. д. металлических термоэлементов и термобатарей $\eta \leqslant 0{,}005$) объясняется большой теплопроводностью металлов и наличием в них джоулевых потерь энергии. Большая теплопроводность металлов приводит к возникновению мощного теплового потока от нагретого спая к хо-

лодному и связанному с этим рассеянию энергии конвекцией. Вследствие малого к. п. д. процесса термоэлектрического преобразования лучистой энергии металлические термоэлементы нашли практическое применение лишь в измерительной технике.

Для целей измерения плотности облучения при помощи термопар один из ее спаев, покрытый платиновой черныю, помещают в исследуемую точку лучистого поля. Поглощенная этим спаем лучистая энергия в результате превращения ее в тепловую энергию повысит температуру облучаемого спая. Рост температуры будет определяться мощностью поглощенной энергии; следовательно, по величине тока в цепи такой термопары можно определить плотность лучистого потока в исследуемой точке поля. Для повышения чувствительности применяются вакуумные термопары и термобатареи, в которых за счет устранения тепловых конвекционных потерь от нагретого спая чувствительность может быть повышена до 0,5 $мв \cdot вт^{-1} \cdot м^2$. Точные измерения лучистого поля при помощи термопары необходимо производить с обязательным обеспечением постоянства температуры второго спая, который обычно называют нулевым, так как его температуру принято поддерживать равной нулю.

Вследствие того, что поверхность приемного спая термопары, предназначенной для измерения лучистой энергии, покрывается платиновой черныю, спектральная чувствительность такого приемника практически одинакова для любого участка оптической области спектра. Эти свойства термопары с зачерненным спаем позволяют рекомендовать ее для измерения лучистых величин, в особенности в области инфракрасных излучений, где величина фотонов невелика и преобразование поглощенной лучистой энергии в какие-либо другие формы, кроме тепловой, затруднены малостью энергии фотонов.

Для измерения плотности облучения, кроме термопар, применяют *болометры* — приборы, основанные на изменении электрического сопротивления тонкой металлической пластинки, помещаемой в исследуемую точку лучистого поля. Электрическое сопротивление приемной пластинки изменяется в результате повышения ее температуры при поглощении лучистой энергии. Приемные пластинки болометров покрываются платиновой черныю для увеличения коэффициента поглощения и устранения избирательности поглощения по спектру. Вследствие малого значения температурного коэффициента электрического сопротивления у металлов[1] контроль за сопротивлением приемной пластинки производится при помощи точных мостиковых схем.

Для повышения точности измерения и упрощения измерительных схем в болометрах новейших конструкций приемная металлическая пластинка заменяется *термистором* — полупроводниковым электронным элементом с очень высоким температурным коэффициентом электрического сопротивления (5—10% на 1 *град*).

Полупроводниковые материалы, из которых изготовляются термисторы и другие приборы, имеют кристаллическое строение. Согласно зонной теории строения твердого тела образование кристалла следует рассматривать как такое сближение молекул (ионов), при котором энергетические уровни валентных электронов каждого атома или молекулы в результате расщепления на

[1] Сопротивление металлов изменяется на 0,1—0,6 % на 1 *град*.

близко расположенные друг от друга подуровни образуют сплошные для всего кристалла зоны (рис. 3-6).

Возникновение таких общих для кристалла энергетических зон определяется тем, что валентные электроны всех молекул, образующих кристалл, обобществляются в результате взаимодействия каждого электрона со всеми ионами, расположенными в узлах кристаллической решетки твердого тела. Энергетические зоны кристаллического тела, соответствующие различным уровням электронного возбуждения, разделены между собой «запрещенными» зонами. Ширина запрещенной зоны кристалла определяет его электрические свойства. У полупроводников ширина запрещенной зоны не превышает 1—1,5 *эв*.

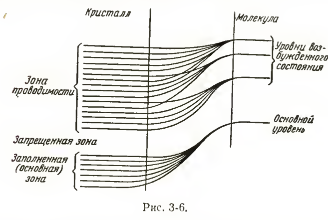


Рис. 3-6.

Если все уровни нижней зоны кристалла заняты электронами [1], эта зона заполнена и перемещение в ней электронов под действием внешнего электрического поля невозможно. В этом случае возможность перемещения электронов может возникнуть лишь при переносе электронов в одну из более высоких энергетических зон. Вследствие того, что эти зоны обычно не заполнены, электроны, попавшие на более высокие энергетические уровни, могут перемещаться под воздействием электрического поля в пределах всего кристалла.

Возможность перемещения электронов в зонах высоких энергетических уровней определяет повышение электропроводности тела по мере увеличения числа электронов в незаполненных зонах. Зависимость электропроводности твердого тела от числа электронов в незаполненных зонах позволяет называть их *зонами проводимости.*

---

[1] Согласно принципу Паули на каждом энергетическом уровне может одновременно находиться не более двух электронов.

Перенос электрона в зону проводимости может произойти лишь в том случае, если его энергия достаточна для активации. При температуре $T = 300°$ К средняя энергия теплового движения электрона не превышает 0,04 *эв*, что в 20—30 раз меньше энергии активации для большинства полупроводников. Вследствие этого для переноса электрона в зону проводимости ему необходимо сообщить дополнительную энергию. Дополнительную энергию электрон может получить в результате соударения или поглощения фотона. С повышением температуры тела увеличивается кинетическая энергия движущихся электронов и растет тепловая флуктуация, что приводит к увеличению числа электронов в зоне проводимости, следовательно к росту электропроводности.

При $T = 0°$ К число электронов в зоне проводимости полупроводника равно нулю; следовательно, его электрические свойства в этих условиях близки к свойствам диэлектрика.

Зависимость удельной электропроводности чистого полупроводника от температуры определяется следующим уравнением:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}}, \quad (3\text{-}13)$$

где σ_0 — удельная электропроводность при $T = 0°$ К (для большинства полупроводников $\sigma_0 = 10^5$ $ом^{-1} \cdot см^{-1}$);
ΔW — ширина запретной зоны;
k — постоянная Больцмана.

На величину электропроводности полупроводника при комнатной температуре ($T = 300°$ К) очень большое влияние оказывают примеси. Энергетические уровни молекул примеси располагаются в запретной зоне полупроводника. При изготовлении электронных полупроводниковых приборов применяют такие примеси, энергетические уровни которых располагаются или вблизи зоны проводимости, или вблизи заполненной зоны. В полупроводниках с примесями первого типа (рис. 3-7,*а*), называемыми *донорами*, перенос электронов с донорного уровня в зону проводимости требует значительно меньшей энергии ΔW_1 по сравнению с энергией переноса электрона с основного энергетического уровня в зону проводимости. Следовательно, при наличии в полупроводнике донорной примеси вероятность переноса электронов в зону проводимости значительно повышается. Примеси второго типа, обладающие энергетическими уровнями вблизи заполненной зоны, принято называть *акцепторами* (рис. 3-7,*б*). При температуре $T = 0°$ К акцепторные уровни не заполнены; следовательно, на них могут переходить электроны из основной заполненной зоны полупроводника. Этот переход может осуществляться также за счет небольшого приращения энергии ΔW_2 электронов, расположенных на основных уровнях заполненной зоны. При переходе электрона на акцепторный уровень в заполненной зоне по-

является незанятый (свободный) уровень, который принято не вполне удачно называть *электронной дыркой.*

При большом числе дырок в заполненной зоне и наличии электрического поля в кристалле возникает электрический ток за счет перемещения электронов под действием электрического поля по направлению к дырке (рис. 3-7,*б*). Перемещение электронов в заполненной зоне против направления внешнего электрического поля приведет к заполнению дырок, образовавшихся от переноса электронов на акцепторные уровни, и возникновению новых дырок на тех уровнях заполненной зоны, с которых переместились электроны. Образовавшиеся дырки также будут заполнены ближайшими электронами, перемещающимися против направления внешнего поля. Так как электронную дырку следует рассматривать как положительный электрический заряд, равный заряду электрона, движение электронов в заполненной зоне против направления внешнего электрического поля эквивалентно движению положительных зарядов по направлению электрического поля. Такое движение электронов в заполненной зоне, возникающее в результате появления электронных дырок, принято называть *током дырочной проводимости.* Таким образом, в полупроводниках возможны электронная и дырочная проводимости, определяемые n- и p-переходами электронов [1].
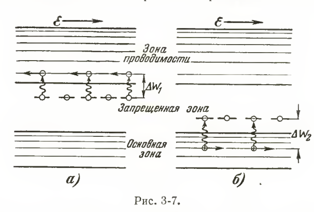


Рис. 3-7.

Нетрудно видеть, что чистые полупроводники обладают двумя разновидностями проводимости. Применяемые на практике полупроводники (кремний, германий, сульфит кадмия и др.) искусственно заполняются примесями как акцепторного, так и донорного типов. Зависимость электропроводности примесных по-

[1] Полупроводники с электронной проводимостью принято называть полупроводниками n-типа (*negative* — отрицательный) в отличие от полупроводников с дырочной проводимостью — полупроводников p-типа (*positive*—положительный).

лупро́водников от температуры определяется уравнением, аналогичным уравнению (3-13):

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} + \sigma_1 e^{-\frac{\Delta W_1}{2kT}}, \qquad (3\text{-}13а)$$

где первый член уравнения определяет собственную проводимость, а второй — примесную (n-типа).

Концентрация и скорость движения носителей тока[1] в полупроводниковом стержне возрастают при повышении его температуры [уравнение (3-13а)]. Повышение концентрации и скорости движения носителей тока на горячем конце полупроводнико-

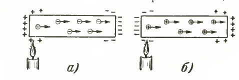


Рис. 3-8.
а — электронная проводимость; *б* — дырочная проводимость.

вого стержня приводят к диффузии электрических зарядов от горячего конца к холодному (рис. 3-8).

В результате такого диффундирования электрических зарядов полупроводники с электронной проводимостью будут обладать избыточным отрицательным зарядом на холодном конце стержня (рис. 3-8,*а*), а полупроводники с дырочной проводимостью — избыточным положительным зарядом (рис. 3-8,*б*). Величины этих зарядов будут определяться числом электронов, переходящих в единицу времени в зону проводимости, или числом дырок, возникающих в единицу времени в основной зоне на нагретом конце стержня, и их подвижностью.

По мере роста заряда на холодном конце стержня увеличивается разность потенциалов между его горячим и холодным концами. Эта разность потенциалов тормозит движение электронов и дырок по направлению к холодному концу. Поток электронов или дырок, вызываемый тепловой диффузией, при некоторой разности потенциалов между концами стержня из полупроводника сравняется с обратным потоком одноименных элементарных зарядов, создаваемых образовавшейся разностью потенциалов.

Эта разность потенциалов определяется для каждого полупроводника установившейся разностью температуры между холодным и горячим концами полупроводникового стержня, вследствие чего ее принято называть термо-э. д. с. Для увеличения термо-э. д. с. полупроводниковых термоэлементов применяют

[1] Носителями тока в полупроводнике n-типа являются электроны, а в p-типа—электронные дырки.

стержни из полупроводников с дырочной и электронной проводимостями, соединяя их металлическим мостиком в месте горячего спая.

В металлических термопарах все валентные электроны свободны, причем их кинетическая энергия практически не зависит от температуры (рис. 3-9). В результате этого разность температур на концах металлического стержня может вызвать незначительный поток электронов от горячего конца к холодному, следовательно, малую термо-э. д. с. (не более 10^{-5} *в · град*$^{-1}$).

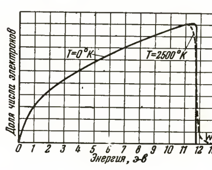


Рис. 3-9.

В полупроводниковом термоэлементе носители тока создаются тепловым движением, вследствие чего повышение разности температур приводит к резкому изменению концентрации носителей тока на горячем и холодном концах и соответственному росту разности потенциалов, достигающей 10^{-3} *в · град*$^{-1}$.

Вследствие указанных причин полупроводниковые термоэлементы обладают достаточно высоким к. п. д., достигающим для современных кремниевых термоэлементов 6—7%. Высокая эффективность непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую позволяет использовать полупроводники не только для измерительных целей, но также и в энергетических установках.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

3-7. Основные законы фотоэффекта

Фотоэффектом принято называть процесс изменения электрического состояния тела под воздействием поглощенного излучения. Согласно этому определению фотоэлектрическое действие света является процессом преобразования поглощенной лучистой энергии в электрическую. Фотоэлектрическое действие излучения может проявляться в вырывании поглощенными фотонами электронов из металла (*внешний фотоэффект*), в увеличении электропроводности полупроводников путем электронного возбуждения кристалла энергией поглощенных фотонов, следовательно переноса валентных электронов на более высокие энергетические уровни — в зону проводимости (*внутренний фотоэффект*), в создании э. д. с. между металлом и полупроводником или между

двумя полупроводниками, разделенными слоем с униполярной проводимостью (*вентильный фотоэффект*).

Прибор, в котором происходит преобразование лучистой энергии в электрическую, принято называть *фотоэлементом*. В зависимости от механизма фотоэлектрического действия фотоэлементы бывают: с внешним фотоэффектом, с внутренним фотоэффектом (*фотосопротивления*) и с запирающим слоем.

Впервые фотоэлектрическое действие излучения было обнаружено в 1887 г. Г. Герцом, который, исследуя явления электрического разряда в воздухе, установил, что излучения дуги, упавшие на отрицательный полюс разрядника, приводят к возникновению разряда при меньших разностях потенциалов. На это явление не было обращено необходимого внимания вплоть до первых исследований фотоэффекта, проведенных в 1888—1890 гг. проф. А. А. Столетовым и одновременно немецким физиком В. Гальваксом (1859—1922), показавшими впервые, что металлы теряют отрицательный заряд в результате их облучения ультрафиолетовыми лучами.

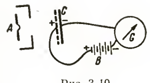


Рис. 3-10.

Исследования А. Г. Столетова проводились в условиях облучения дуговым источником света заряженного конденсатора. Конденсатор *C* (рис. 3-10), включенный в цепь источника тока *B* последовательно с гальванометром *G*, состоял из полированной цинковой пластины и металлической сетки. Цинковая пластина конденсатора, соединенная с катодом батареи, освещалась лучами дуговой лампы *A* через сетчатую поверхность второго электрода, соединенного с анодом батареи.

Обнаружив наличие тока в цепи конденсатора, облучаемого светом дугового разряда, и исследовав зависимость тока от условий облучения, А. Г. Столетов сформулировал основные закономерности этого явления, названного им актиноэлектрическим. Из большого числа выводов, опубликованных А. Г. Столетовым в 1889 г. [Л. 59], следует указать на некоторые наиболее существенные из них:

1. Лучи дуговой лампы, падая на поверхность отрицательно заряженного тела, уносят с него заряд.

2. Это действие строго униполярно; положительный заряд лучами не уносится.

3. Разряжающим действием обладают, если не исключительно, то с огромным превосходством перед прочими, лучи самой высокой преломляемости, недостающие в солнечном спектре ($\lambda < 295 \cdot 10^{-6}$ *мм*). Чем спектр обильнее такими лучами, тем сильнее действие.

4. Для разряда необходимо, чтобы лучи поглощались поверхностью тела. Чем больше поглощение активных лучей, тем поверхность чувствительнее к их разряжающему действию.

5. Разряжающее действие лучей обнаруживается даже при весьма кратковременном освещении, причем между моментом освещения и моментом соответственного разряда не протекает заметного времени.

6. Разряжающее действие при прочих равных условиях пропорционально энергии активных лучей, падающих на разряжаемую поверхность.

7. Действие обнаруживается даже при ничтожных отрицательных плотностях заряда; величина его зависит от этой плотности; с возрастанием плотности до некоторого предела оно растет быстрее, чем плотность, а потом медленнее и медленнее.

Приведенные выводы А. Г. Столетова показывают, что им были установлены:

а) сущность внешнего фотоэффекта, заключающаяся в переносе электронов через границу тела, в котором происходит фотоэлектрическое преобразование излучения (выводы 1 и 2);

б) избирательная чувствительность процесса, определяющая «активность» коротковолновых излучений и «пассивность» длинноволновых (выводы 3 и 4);

в) безинерционность внешнего фотоэффекта (вывод 5);

г) прямая пропорциональность между фототоком и поглощенным эффективным потоком (вывод 6);

д) зависимость фототока от напряжения питания (вывод 7).

Принципиальное и наиболее общее значение имеет вывод А. Г. Столетова о линейной зависимости тока в цепи фотоэлемента (разряжающего действия) от поглощенного эффективного потока (энергии активных лучей). Этот *закон* фотоэлектрического действия излучения, носящий имя *Столетова*, можно записать:

а) для однородного излучения

$$i_{ф} = c\alpha(\lambda)\eta_{э}(\lambda)\mathbf{F}_{\lambda} = g(\lambda)\mathbf{F}_{\lambda};$$

б) для сложного излучения

$$i_{ф} = c\alpha\eta_{э}\mathbf{F} = g\mathbf{F}, \qquad (3\text{-}14)$$

где $g(\lambda) = c\alpha(\lambda)\eta_{э}(\lambda)$ — спектральная чувствительность фотоэлемента, *мка·вт*$^{-1}$;

$g = \dfrac{\int \alpha(\lambda)\eta_{э}(\lambda)\varphi(\lambda)\,d\lambda}{\int \varphi(\lambda)\,d\lambda}$ — интегральная чувствительность фотоэлемента, *мка·вт*$^{-1}$;

$\eta_{э}(\lambda)$ и $\eta_{э}$ — спектральное и интегральное значения энергетического выхода;

c = коэффициент пропорциональности (см. § 1-24).

Как и любой процесс преобразования излучения, фотоэффект подчиняется закону квантовой эквивалентности. Для внешнего фотоэффекта этот закон определяется равенством числа фотоэлектронов числу эффективно поглощенных фотонов. Так как число поглощенных фотонов при постоянстве спектрального состава излучения пропорционально числу фотонов, упавших на катод фотоэлемента, закон Столетова определяет соответствие между числом фотоэлектронов и числом фотонов, упавших на катод фотоэлемента.

Как будет показано далее, закон Столетова действителен для любой разновидности фотоэффекта, так как не только во внешнем фотоэффекте, но также во внутреннем, и вентильном, элементарными процессами являются также процессы появления фото-

электронов, число которых прямо пропорционально числу эффективно поглощенных фотонов.

Вторым законом внешнего фотоэффекта является *закон Эйнштейна.* Согласно этому закону максимальная скорость вылетающих фотоэлектронов не зависит от плотности падающего на фотоэлемент лучистого потока, а определяется энергией каждого поглощенного фотона, следовательно длиной волны поглощенного излучения. Сущность этого закона также вытекает из квантовой природы излучения и процессов его преобразования. Каждый элементарный процесс внешнего фотоэффекта возникает в результате сообщения энергии поглощенного фотона свободному электрону катода фотоэлемента.

В том случае, если суммарная энергия, которой обладает электрон после поглощения фотона, будет равна или больше работы перехода через потенциальный барьер, электрон вылетит за границу металла. Энергия электрона, которой он будет обладать после перехода через потенциальный барьер, затрачивается на его движение по направлению к аноду фотоэлемента. Это положение можно записать следующим уравнением, формулирующим второй закон фотоэффекта:

$$\frac{mv^2}{2} = W_э + h\nu - W_{гр}, \tag{3-15}$$

где m — масса электрона;

v — скорость движения электрона после перехода границы металла;

$W_э$ — энергия неупорядочного теплового движения электрона;

$W_{гр}$ — работа, необходимая для перехода электрона через потенциальный барьер.

Кинетическая энергия каждого движущегося электрона неодинакова и определяется распределением электронов по уровням энергии (рис. 3-9).

Как можно видеть из приведенных кривых, закон распределения электронов по уровням энергии незначительно меняется при изменении температуры. Максимальная энергия электрона в металле при $T = 0^\circ$ К определяется согласно теории электронного строения металлов [Л. 60]:

$$W'_э = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3},$$

где n — концентрация свободных электронов в металле, $см^{-3}$. При облучении фотоэлемента энергией с частотой ν максимальная скорость вылетевшего из металла фотоэлектрона согласно уравнению (3-15) определится как

$$v_{макс} = \sqrt{\frac{2(h\nu - e\varphi_0)}{m}}, \tag{3-15а}$$

где $\varphi_0 = \frac{W_{гр} - W'_э}{e}$ — работа выхода фотоэлектрона, *эв*;

e — заряд электрона.

Из сопоставления уравнений (3-15) и (3-15а) можно видеть, что *работу выхода фотоэлектрона* принято определять как минимальную энергию, которую необходимо сообщить наиболее быстрым электронам для переноса их через потенциальный барьер. Работу выхода принято выражать в электрон-вольтах. В том случае, если электрон, находящийся на наиболее высоком энергетическом уровне, поглотит фотон, энергия которого равна работе выхода, скорость такого фотоэлектрона будет равна нулю после преодоления им потенциального барьера. Для переноса такого фотоэлектрона с поверхности катода на анод фотоэлемента с внешним фотоэффектом необходимо электрическое поле, создаваемое дополнительным источником электрической энергии.

Второй закон фотоэффекта, сформулированный А. Эйнштейном в 1905 г. на основе теоретических соображений, неоднократно подтверждался на опыте.

3-8. Применение фотоэффекта

Фотоэлементы, фотосопротивления, фотоэлектронные умножители, электронно-оптические преобразователи и другие приборы, основанные на фотоэлектрическом действии света, применяются во всех случаях непосредственного преобразования лучистой энергии в электрическую. Область применения фотоэлектрических преобразователей энергии с каждым годом становятся шире. Звуковое кино, телевидение, фототелеграфия, автоматика и телемеханика, оптическая связь и сигнализация, измерительная техника и другие области науки и техники широко используют фотоэлектрические преобразователи, из которых наиболее широкое распространение получили фотоэлементы с внешним фотоэффектом. Современные фотоэлементы этого типа выполняются стеклянными — сферической или каплеобразной формы, на половину внутренней поверхности которой нанесен светочувствительный слой (рис. 3-11). Этот слой, являющийся катодом фотоэлемента, представляет собой слой щелочного металла с малой работой выхода (обычно — цезий). Для уменьшения работы вы-

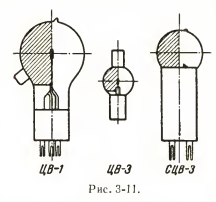


Рис. 3-11.

хода и повышения чувствительности фотоэлементов в области длинноволновых видимых и инфракрасных излучений в современных фотоэлементах с внешним фотоэффектом применяются сложные катоды. Наибольшее применение получили фотоэлементы с кислородно-цезиевыми, сурьмяно-цезиевыми и висмут-цезиевыми катодами, спектральная чувствительность которых приведена на рис. 3-12.

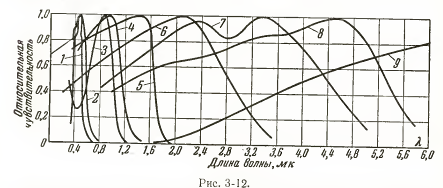


Рис. 3-12.

1 — сурьмяно-цезиевый фотоэлемент; *2* — висмут-цезиевый фотоэлемент; *3* — кислородно-цезиевый фотоэлемент; *4* — селеновый фотоэлемент; *5* — серно-свинцовое фотосопротивление; *6* — селенисто-свинцовое фотосопротивление; *7* — теллуристо-свинцовое фотосопротивление; *8* — сернисто-серебряный фотоэлемент.

Анод фотоэлемента с внешним фотоэффектом расположен внутри колбы на пути потока лучистой энергии, направляемой на катод. Форма анода выбирается такой, чтобы экранирование им катода было минимальным.

Фотоэлементы с внешним фотоэффектом бывают вакуумными и газонаполненными. В вакуумных фотоэлементах, внутри колбы которых создается высокий вакуум, фототок между катодом и анодом определяется потоком электронов, вырываемых с поверхности катода поглощенными фотонами. Для усиления электронного тока колбу фотоэлемента после откачки заполняют инертным газом (обычно—аргоном). Фотоэлектроны, движущиеся в электрическом поле от катода к аноду фотоэлемента, обладают достаточной кинетической энергией, вследствие чего при столкновении с молекулами газа происходит ионизация молекул. Получившиеся ионы газа, заполняющего колбу газонаполненного фотоэлемента, устремляются под действием поля к катоду и этим усиливают фототок. В результате возникновения в газонаполненном фотоэлементе ионного тока интегральная чувствительность цезиевых фотоэлементов в газонаполненном исполнении в 4—5 раз превышает чувствительность вакуумных фотоэлементов, достигая 80—100 *мка · лм*$^{-1}$ *.

Вольтамперные характеристики фотоэлементов с внешним фотоэффектом, определяющие зависимость фототока от разности потенциалов между анодом и катодом, различны для вакуумных и газонаполненых фотоэлементов

* В тех случаях, когда фотоэлемент предназначен для преобразования световой энергии в электрическую, его чувствительность определяется током на единицу светового потока с заданным спектральным распределением, обычно с $T_ц = 2\,854°K$.

(рис. 3-13). Электронный ток вакуумного фотоэлемента (рис. 3-13,*а*) зависит от напряжения питания только при малых значениях разности потенциалов между анодом и катодом. При малых напряжениях питания не все фотоэлектроны, вышедшие за пределы катода, достигают анода, так как малое ускорение, создаваемое в этом случае полем, достаточно лишь для переноса тех электронов, которые обладали при выходе скоростью движения, не требующей большого ускорения. Фотоэлектроны, возникшие в результате поглощения фотонов с малой энергией, следовательно не имеющие достаточной начальной скорости, при этом возвращаются на катод, не достигнув анода. Для обеспечения переноса всех фотоэлектронов на анод необходимо наличие такой разности потенциалов между анодом и катодом, которая была бы достаточной для переноса на анод электрона, обладающего нулевой начальной скоростью. Эта разность потенциалов, называемая *напряжением насы-*

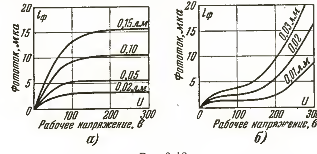


Рис. 3-13.

щения, зависит от конструктивного выполнения фотоэлемента, от величины освещенности его катода, спектрального состава излучения и других причин. Рабочее напряжение, обеспечивающее при любых условиях эксплуатации ток насыщения принято $U_r = 240$ *в* для всех фотоэлементов, выпускаемых отечественной промышленностью. Вольтамперная характеристика газонаполненных фотоэлементов, нарастающая в рабочей ее части (рис. 3-13,*б*), определяется непрерывным ростом ионов газа по мере увеличения рабочего напряжения, а следовательно, скорости движения фотоэлектронов. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом практически безинерционны, что делает их незаменимыми в установках регистрации быстропеременных световых импульсов. Для целей измерения эффективных и лучистых величин более целесообразно применять вакуумные фотоэлементы как более стабильные. В большинстве случаев, вследствие малой интегральной чувствительности этих фотоэлементов, они применяются с усилительными схемами.

Повышение чувствительности фотоэлементов с внешним эффектом возможно за счет использования вторичной электронной эмиссии [Л. 61], возникающей в результате бомбардировки поверхности металла пучком ускоренных фотоэлектронов. Поток фотоэлектронов, направляемый электрическим полем на поверхность эмиттера, вызывает возникновение в нем вторичных электронов, число которых больше числа первичных фотоэлектронов. Процесс вторичного эмиттирования электронов может быть многократным или однократным в зависимости от числа каскадов фотоумножителя. В однокаскадных фотоэлектронных умножителях типа ФЭУ-1 с сурьмяно-цезиевым катодом и эмит-

тером интегральная чувствительность повышена до 400—800 $мка \cdot лм^{-1}$, т. е. в 5—10 раз по сравнению с вакуумным сурьмяно-цезиевым фотоэлементом. Однокаскадные фотоэлектронные умножители выполняются в колбах фотоэлементов СЦВ (рис. 3-11). Спектральная чувствительность фотоумножителей определяется, так же как и фотоэлементов, физико-химическими свойствами катода. Коэффициент усиления в многокаскадных фотоумножителях может достигать 10^6—10^8.

Внутренний фотоэффект, возникающий в полупроводниках в результате их облучения, определяется активацией обобществленных электронов и переносом их в зону проводимости. Энергетические зоны кристаллической решетки, соответствующие различным уровням электронного возбуждения, разделены между собой запрещенными зонами. В случае, если ширина запрещенной зоны невелика и не превосходит величины энергии поглощенного фотона, поглощение фотона может привести к переносу электрона на один из возможных уровней зоны проводимости. Если в результате поглощения лучистой энергии большое число электронов попадет в зону проводимости, электропроводность полупроводника значительно увеличится.

Так же как и в термоэлементах, в фотосопротивлениях применяют полупроводниковые материалы с акцепторными и донорными примесями, повышающими чувствительность фотосопротивления к длинноволновым излучениям.

Повышение чувствительности примесного полупроводникового фотосопротивления в далекой инфракрасной части спектра объясняется малыми различиями в энергетических уровнях между уровнем донорной примеси и нижней границей зоны проводимости ΔW_1 (рис. 3-7,*а*) или между уровнем акцепторной примеси и верхней границей основной зоны кристалла ΔW_2 (рис. 3,7,*б*). Из изложенного следует, что фотосопротивления могут изготовляться из материалов с электронной и дырочной проводимостями.

Среди полупроводниковых материалов для фотосопротивлений применение нашли: селен, закись меди, окись таллия (таллофид), сернистый свинец, кремний, германий и др. Отечественной промышленностью изготовляются сернисто-свинцовые ($\lambda_m = 2{,}1$ *мк*), сернисто-висмутовые ($\lambda_m = 0{,}7$ *мк*) и сернисто-кадмиевые ($\lambda_m = 0{,}5$—$0{,}6$ *мк*) фотосопротивления. Все фотосопротивления выпускаются в виде штепсельных вилок для гнезд обычной 8-штырьковой панели электронной лампы (рис. 3-14). Чувствительность фотосопротивлений, определяемая приростом тока на 1 *в* напряжения питания, достигает 2,5—3 $ма \cdot лм^{-1} \cdot в^{-1}$ для сернисто-кадмиевых фотосопротивлений типов ФС-К1 и ФС-К2. Несколько меньшей чувствительностью обладают сернисто-висмутовые сопротивления типа ФС-Б2 (1 $ма \cdot лм^{-1} \cdot в^{-1}$) и сернисто-свинцовые типа ФС-А (0,5 $ма \cdot лм^{-1} \cdot в^{-1}$).

Теллуристо-свинцовые и селенисто-свинцовые фотосопротивления, применяемые для индикации инфракрасных излучений, обладают максимумом спектральной чувствительности в зоне 3—4,5 *мк*, причем охлаждение фотосопротивлений PbSe до 100° К и ниже смещает максимум чувствительности до 5—7 *мк* [Л. 62].

Указанные характеристики фотосопротивлений позволяют рекомендовать их в основном для регистрации длинноволновых излучений, в частности для обнаружения излучения слабо нагретых тел. Недостатками фотосопротивлений являются значительная их инерционность (за исключением сернисто-свинцового) и недостаточная стабильность характеристик.

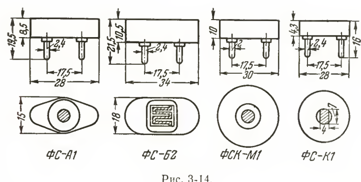


Рис. 3-14.

В 1888 г. профессор Казанского университета В. А. Ульянин впервые наблюдал и подробно описал [Л. 60] новую разновидность фотоэффекта — *вентильный фотоэффект*. Исследования проф. В. А. Ульянина показали, что при облучении тонкого слоя кристаллического полупроводящего селена, нанесенного на стальную пластину, между этой пластиной и слоем селена устанавливается некоторая разность потенциалов. Значение установившейся разности потенциалов определяется плотностью лучистого потока, поглощенного слоем селена, вследствие чего ток в цепи такого фотоэлемента определяется лучистым потоком, упавшим на пленку кристаллического полупроводника и сопротивлением цепи.

Открытое проф. В. А. Ульяниным явление вентильного фотоэффекта долгое время не находило практического применения, следовательно не подвергалось тщательному изучению, и лишь в 1926 г. фирмой Вестингауз был впервые запатентован меднозакисный фотоэлемент с *запирающим слоем*. Механизм вентильного эффекта можно рассмотреть, пользуясь схемой энергетических уровней на границе между металлом и полупроводником (рис. 3-15). Как показывает опыт, на границе металла и полупроводника образуется тонкий слой, обладающий униполярной

электропроводностью [1]. Возникновение такого запирающего слоя объясняется смещением уровней энергетических зон в тонком слое полупроводника, граничащем с металлом. Это смещение уровней возникает в результате наличия объемных зарядов на границе металл — полупроводник, появляющихся вследствие разности уровней нижних границ зон проводимости металла и полупроводника.

Объемные заряды, образующиеся при контактировании металла с дырочным полупроводником, имеют положительный знак в металле и отрицательный — в полупроводнике. Возникновение отрицательного заряда в полупроводнике объясняется тепловым переходом электронов металла в полупроводник для заполнения электронных дырок. Поэтому же в металле на границе с дырочным полупроводником накапливается положительный заряд. Поле получившихся объемных зарядов в металле и полупроводнике препятствует дальнейшему передвижению зарядов до момента поглощения излучения полупроводником.

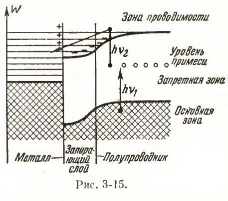


Рис. 3-15.

Поглощенные полупроводником фотоны вызывают переход электронов из заполненной зоны полупроводника в зону проводимости через промежуточный уровень примеси. Вследствие того, что нижний уровень зоны проводимости полупроводника выше границы зон металла (границы Ферми), электроны из зоны проводимости полупроводника перейдут в металл (рис. 3-15). В результате такого перемещения электронов и малой электропроводности запирающего слоя от металла к полупроводнику установится некоторая разность потенциалов между металлом и полупроводником. Малая электропроводность запирающего слоя в этом направлении объясняется понижением энергетического уровня границы заполненной зоны полупроводника в пределах запирающего слоя, что создает потенциальный барьер для перехода избытка электронов из металла в полупроводник.

Установившаяся разность потенциалов между металлом и полупроводником будет тем большей, чем больше поглощено фотонов, так как с ростом числа поглощенных фотонов увели-

---

[1] Униполярная электропроводность характеризуется резкой разницей сопротивления этого слоя от металла к полупроводнику и обратно.

чивается число электронов, перешедших из полупроводника в металл.

Спектральная чувствительность фотоэлементов с запирающим слоем зависит от химического состава и физического строения полупроводников, на границе которых с металлом образуется запирающий слой. Наиболее длинноволновой границей спектральной чувствительности обладают сернисто-серебряные фотоэлементы (рис. 3-11). Наиболее широкое распространение в светоизмерительной технике получил селеновый фотоэлемент, имеющий максимум спектральной чувствительности в зоне 0,55—0,56 *мк*. Кривая спектральной чувствительности селенового фотоэлемента близка к кривой относительной видности излучения. С применением исправляющего желто-зеленого фильтра селеновым фотоэлементом можно измерять световые величины излучений, значительно отличающиеся по спектральному составу друг от друга. Интегральная чувствительность лучших образцов селеновых фотоэлементов достигает 600—700 $мка \cdot лм^{-1}$. Интегральная чувствительность сернисто-таллиевых и сернисто-серебряных фотоэлементов достигает 10 $ма \cdot лм^{-1}$ [Л. 63]. Еще большей чувствительностью (около 50 $ма \cdot лм^{-1}$) обладают германиевые и кремниевые фотоэлементы с электронно-дырочными переходами (p—n-переходами).

Наибольшей чувствительностью (до 3,0 $а \cdot лм^{-1}$) обладают германиевые фотоэлементы с $p-n-p$-переходами. Значительное увеличение квантового выхода фотоэффекта (до $\eta_к = 1{,}0$) в фотоэлементах этого типа объясняется возникновением вторичных процессов.

Световые характеристики селенового фотоэлемента с запирающим слоем, широко применяемого в практике световых измерений, приведены на рис. 3-16.

Как можно видеть из этого рисунка, линейная зависимость тока внешней цепи фотоэлемента наблюдается лишь при очень малых значениях ее сопротивления. По мере увеличения сопротивления внешней цепи растет отклонение от пропорциональности между током в цепи фотоэлемента и падающим на него потоком. На первый взгляд кажется, что полученные закономерности изменения $i_ф = f(F)$ противоречат закону Столетова. В действительности это не так, в чем можно без труда убедиться, анализируя эквивалентную электрическую схему фотоэлемента с запирающим слоем (рис. 3-17). По эквивалентной схеме, согласно законам Кирхгофа, фототок определится из уравнений

$$i_ф = i_1 + i_2; \quad \frac{i_1}{i_2} = \frac{r_2 + R}{r_1},$$

где $i_ф = cF$ — фототок, согласно закону Столетова, пропорциональный лучистому потоку, упавшему на фотоэлемент;

i_1 и i_2 — токи внутренней и внешней цепей;

r_1 — сопротивление запирающего слоя по направлению от металла к полупроводнику;

r_2 — сопротивление полупроводника и металлической пластины;

R — сопротивление внешней цепи.

Решая приведенные уравнения относительно тока внешней цепи, получим:

$$i_2 = i_ф \frac{1}{1 + \frac{r_2 + R}{r_1}};$$

так как $r_1 \gg r_2$, имеем:

$$i_2 \approx \frac{cF}{1 + \frac{R}{r_1}}. \qquad (3\text{-}16)$$

Полученное уравнение зависимости тока внешней цепи от величины потока, упавшего на фотоэлемент, показывает, что в соответствии с законом Столетова линейность тока внешней цепи нарушается тем в большей степени, чем больше отношение $\frac{R}{r_1}$. Этот вывод полностью соответствует

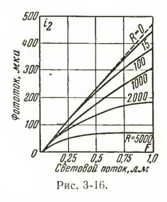


Рис. 3-16.

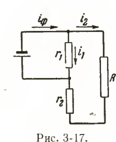


Рис. 3-17.

приведенным на рис. 3-16 кривым $i_2 = f(F)$ для излучений с постоянным спектральным составом.

Б заключение следует указать, что достижения последних лет в деле создания фотоэлементов с большим квантовым выходом и высоким к. п. д.[1] позволяют считать вполне реальной перспективу применения фотоэлементов для энергетических целей непосредственного преобразования лучистой энергии солнца в электрическую энергию.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

3-9. Классификация явлений люминесценции

Как уже было показано (см. § 1-21), согласно определению С. И. Вавилова, люминесценция отличается от других разновидностей излучения избыточностью над температурным излучением и конечной длительностью. Возбуждение люминесценции может происходить в результате поглощения квантов энергии любой формы движения элементарных частиц. В зависимости от формы энергии возбуждения и методов возбуждения различают:

[1] Кремниевые фотоэлементы с запирающим слоем обеспечивают преобразование лучистой энергии в электрическую с к. п. д. 0,06 [Л.63].

фотолюминесценцию, возбуждаемую фотонами оптического излучения; *рентгенолюминесценцию*, возникающую в результате поглощения фотонов рентгеновского излучения; *электролюминесценцию* — излучение молекул газа в результате неупругих соударений с электронами, получившими ускорение в электрическом поле; *катодолюминесценцию*, возникающую в результате бомбардировки люминесцирующего вещества электронами катодных лучей; *хемилюминесценцию* и *биолюминесценцию*, возбуждаемые энергией химических процессов веществ и живых организмов, и другие разновидности люминесценции.

Первые две разновидности люминесценции можно отнести к группе *фотонной люминесценции*, механизм которой определяется преобразованием энергии поглощенных фотонов в энергию излучения со спектральным составом, определяемым электронным строением вещества. Электролюминесценцию и катодолюминесценцию следует отнести к группе *корпускулярной люминесценции*, возникающей в результате передачи энергии от быстродвижущейся частицы вещества (электрон) молекуле люминесцирующего тела. Вследствие того, что энергия быстродвижущейся частицы, обладающей электрическим зарядом, обычно велика, передача ее энергии происходит не одному, а многим центрам люминесценции (до нескольких сотен тысяч). Последние две разновидности принято относить к группе *химической люминесценции.*

Фотолюминесценция, являющаяся процессом спектрального преобразования излучения, в отличие от рассеяния, отражения и других разновидностей вынужденного излучения, обладает конечной длительностью, превышающей время полного периода собственных колебаний молекул вещества. Конечная длительность фотолюминесценции определяется временем пребывания молекул люминесцирующего вещества в возбужденном состоянии. Явление фотолюминесценции, обнаруженное на рубеже XVI и XVII вв., вплоть до начала XX в. относилось к разряду необъяснимых «чудес» природы. Попытки теоретического толкования процессов люминесценции на основе классической физики неизбежно приводили к неудачам, вследствие чего все знания в этой области ограничивались некоторыми эмпирическими закономерностями. Лишь только после установления А. Эйнштейном в 1905 г. квантовой природы преобразования излучения была создана возможность разработки научной классификации явлений и теории процессов фотолюминесценции.

Огромная заслуга в деле создания современной теории фотолюминесценции и применения ее для решения практических задач принадлежит акад. С. И. Вавилову [Л. 64] и его ученикам (Э. И. Адировичу, В. В. Антонову-Романовскому, М. А. Константиновой-Шлезингер, В. Л. Левшину, В. А. Фабриканту и др.).

Согласно квантовой теории излучения, элементарный процесс

фотолюминесценции следует рассматривать состоящим из акта электронного возбуждения молекулы люминесцирующего вещества поглощенным фотоном и последующего излучения молекулы при переходе ее из возбужденного состояния в нормальное. В тех случаях, когда элементарный процесс поглощения и излучения происходит в пределах одного излучающего центра (отдельного атома или молекулы), излучение принято называть *фотолюминесценцией дискретных центров* [Л. 65]. Как показали экспериментальные исследования, элементарный процесс фотолюминесценции не всегда происходит в пределах одного излучающего центра. Для большинства твердых фотолюминесцирующих тел, называемых *люминофорами*, поглощение фотона вызывает переход электрона в зону проводимости кристалла (см. § 3-12). Излучение фотона люминесценции в этом случае связано с переходом фотоэлектрона из зоны проводимости на энергетический уровень иона примеси, носящей название *активатора*.

Переход электрона на более низкий уровень и связанное с этим излучение можно рассматривать как рекомбинацию свободного электрона с ионом активатора, вследствие чего эту разновидность фотолюминесценции принято называть *рекомбинационной фотолюминесценцией*.

Принадлежность фотолюминесценции к первому типу — излучению дискретных центров, или ко второму — рекомбинационному излучению определяется закономерностью затухания фотолюминесценции.

Фотолюминесценция дискретных центров затухает по экспоненциальному закону мономолекулярного процесса. Число электронов, совершивших излучательный переход из возбужденного состояния за время dt, определится величиной, пропорциональной произведению времени dt на число электронов N, находящихся на уровнях возбужденного состояния в каждый данный момент:

$$-dN = \beta N dt,$$

где β — вероятность перехода электрона с уровня возбуждения на нормальный энергетический уровень.

Знак минус в левой части полученного дифференциального уравнения определяет уменьшение в процессе затухания люминесценции числа электронов, находящихся на уровнях возбуждения.

Проинтегрировав полученное уравнение, после разделения переменных будем иметь:

$$N = N_0 e^{-\beta t}, \tag{3-17}$$

где N и N_0 — число электронов на энергетических уровнях возбуждения по истечении t *сек* высвечивания и начальное при $t = 0$.

Яркость свечения люминесцирующего вещества в каждый данный момент определится числом излучательных переходов в единицу времени, т. е. производной $\frac{dN}{dt}$.

Следовательно,

$$B = -c\frac{dN}{dt} = -cN_0\beta e^{-\beta t},$$

или

$$B = B_0 e^{-\beta t}, \tag{3-18}$$

так как начальная яркость высвечивания люминофора определится из условия $t = 0$:

$$B_0 = -cN_0\beta.$$

В тех случаях, когда процессы электронного перехода с уровня возбуждения на нормальный уровень происходят самостоятельно (спонтанно), длительность затухания очень невелика, так как время пребывания молекул в возбужденном состоянии не превышает 10^{-8} *сек.* Задержка высвечивания люминофоров возникает в тех случаях, когда излучающие центры имеют метастабильные уровни. Вынужденное излучение с метастабильного уровня (см. § 3-4) может произойти лишь после перехода молекулы из метастабильного состояния на один из уровней возбужденного состояния, с которого возможен излучательный электронный переход молекулы в нормальное состояние.

Для перехода из метастабильного состояния необходима внешняя причина (тепловое движение, дополнительное поглощение фотона малой энергии). Длительность высвечивания люминофора в этом случае может увеличиваться до нескольких часов при значительной вероятности повторных переходов на метастабильные уровни.

В отличие от спонтанного излучения с разрешенных энергетических уровней возбуждения длительность высвечивания с метастабильных уровней в значительной мере зависит от температуры тела, уменьшаясь при ее повышении, что определяется ростом вероятности эффективных столкновений.

Затухание рекомбинационной фотолюминесценции протекает по закону бимолекулярных процессов, так как число излучательных электронных переходов определяется не только наличием электронов в зоне проводимости, но также и наличием ионов активатора (электронных дырок):

$$-dN = \beta Nn\,dt,$$

где N — число электронов в зоне проводимости;
n — число электронных дырок.

Обычно число электронных дырок эквивалентно числу ионизированных молекул, следовательно равно числу электронов в зоне проводимости, поэтому

$$-dN = \beta N^2 dt.$$

Разделяя переменные, интегрируем полученное дифференциальное уравнение в пределах от N_0 до N и от 0 до t:

$$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N^2} = -\int_0^t \beta dt,$$

откуда

$$\frac{1}{N} - \frac{1}{N_0} = \beta t,$$

или

$$N = \frac{N_0}{\beta N_0 t + 1}.$$

Определяя яркость свечения люминофора[1] величиной, пропорциональной числу излучательных переходов электронов в единицу времени

$$B = -c\frac{dN}{dt}$$

и подставляя величину $\frac{dN}{dt} = -\beta N^2$ из исходного уравнения, получим:

$$B = \frac{c\beta N_0^2}{(\beta N_0 t + 1)^2}.$$

Определяя начальную яркость высвечивания $B_0 = c\beta N_0^2$ из условия $t = 0$, получим окончательное равенство, характеризующее процесс затухания рекомбинационного свечения:

$$B = \frac{B_0}{(\beta N_0 t + 1)}.$$

В действительности затухание рекомбинационной фотолюминесценции отличается от теоретически установленной гиперболической зависимости второго порядка вследствие того, что далеко не все электроны, вырванные возбуждающим излучением, рекомбинируют самостоятельно. Многие из них значительное время задерживаются (локализуются) в местах нарушения структуры кристаллической решетки твердого тела (см. § 3-6). С уровней локализации электроны могут рекомбинировать в результате дополнительного внешнего воздействия, вследствие чего температура люминофора в значительной мере определяет затухание рекомбинационной фотолюминесценции. Отличие от установленных законов мономолекулярного и бимолекулярного процессов затухания часто определяется также тем, что фотолюминесценция протекает одновременно по первой и второй схемам.

Изложенная схема элементарных процессов рекомбинационной фотолюминесценции показывает, что начальной фазой этого преобразования лучистой энергии является фотоэлектрический процесс переноса электронов в зону проводимости. Это предположение подтверждено непосредственным измерением электропроводности люминофоров в процессе затухания фотолюминесценции [Л. 40 и 66].

Обе рассмотренные схемы механизма элементарных процессов фотолюминесценции позволяют сделать вывод, что спектры возбуждения и фотолюминесценции определяются в основном электронным строением валентных оболочек молекул люминесцирующих жидкостей и структурой кристаллических решеток твердых люминофоров.

3-10. Основные законы фотолюминесценции

Фотолюминесценция как одна из разновидностей процессов преобразования излучения характеризуется величинами квантового и энергетического выходов, определяемых (3-1) и (3-2).

Среднее значение энергии каждого элементарного процесса фотолюминесценции [см. уравнение (3-2а)] определится средним

[1] Рекомбинационным излучением обладают твердые люминесцирующие вещества—люминофоры.

значением энергии фотона люминесценции:

$$\overline{W}_{м} = h\overline{\nu}_{ф}, \tag{3-20}$$

где $\overline{\nu}_{ф} = \frac{\Sigma \Delta n_{ф} h\nu_{ф}}{\Sigma \Delta n_{ф}}$ — средняя частота люминесценции;

$\Delta n_{ф}$ — число фотонов люминесценции на узком участке спектра шириной $\Delta\lambda$.

Совместное решение уравнений (3-2а) и (3-20) позволяет написать выражение энергетического выхода фотолюминесценции, возбуждаемой излучением с длиной волны $\lambda_{в}$:

$$\eta_{э}(\lambda) = \eta_{к}(\lambda)\frac{\lambda_{в}}{\overline{\lambda}_{ф}}. \tag{3-21}$$

Сопоставление уравнений (3-21) и (3-2а) показывает, что среднее значение к. п. д. элементарного процесса фотолюминесценции равно отношению длины волны излучения возбуждения к средней длине волны фотолюминесценции. Отношение длины волны излучения возбуждения к средней длине волны фотолюминесценции определяется взаимным расположением спектров возбуждения и фотолюминесценции. Впервые правило взаимного расположения полос возбуждения и люминесценции по спектру было сформулировано в 1852 г. английским физиком Стоксом (1819—1903): световые волны люминесценции всегда длиннее возбуждающей волны.

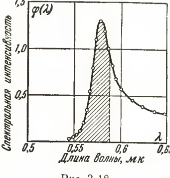


Рис. 3-18.

Как показали дальнейшие экспериментальные исследования процесса фотолюминесценции, *правило Стокса* часто нарушалось. Так, например, на рис. 3-18 приведена кривая спектрального распределения фотолюминесценции раствора родамина, возбужденного дублетом натрия ($\lambda_{в}$ = 0,589—0,5896 *мк*). Заштрихованная часть кривой, охватывающая около 40% всего потока фотолюминесценции, соответствует излучениям с длинами волн, меньшими длины волны потока возбуждения.

В 80-х годах прошлого столетия правило Стокса получило несколько более общую формулировку: максимум спектральной

интенсивности фотолюминесценции расположен в зоне бо́льших длин волн по сравнению с максимумом спектра возбуждения (Ломмель 1879 г.). Однако и эта, более общая формулировка правила Стокса нарушается при ступенчатом возбуждении люминесцирующего вещества, а также в некоторых случаях фотолюминесценции газов [1]. Отмечая, что правило Стокса, даже в усовершенствованной Ломмелем форме, имеет лишь предельный характер, С. И. Вавилов формулирует два закона фотолюминесцентного преобразования излучения [Л. 64 и 67]:

1. Энергетический выход фотолюминесценции не может превышать единицы:

$$\eta_э \leqslant 1.$$

2. В области спектра, где $\lambda_в \geqslant \lambda_ф$, энергетический выход фотолюминесценции уменьшается с возрастанием разности длин волн $\lambda_в - \lambda_ф$ тем быстрее, чем ниже температура люминесцирующего вещества.

Первый закон Вавилова обосновывается тем, что фотолюминесценция с $\eta_э > 1$, согласно закону сохранения энергии, должна приводить к передаче части внутренней энергии люминесцирующего вещества окружающим телам в течение всего процесса фотолюминесценции (см. § 1-21), что противоречит второму принципу термодинамики.

Второй закон был установлен С. И. Вавиловым при изучении фотолюминесценции дискретных центров и имеет общее значение, определяя энергетические соотношения элементарных процессов преобразования лучистой энергии (см. § 3-1). Вторая часть этого закона, формулирующая зависимость формы спектра фотолюминесценции от температуры, определяет механизм излучения в антистоксовой области ($\lambda_в > \lambda_{кр}$). Согласно этой части второго закона Вавилова излучение в антистоксовой области происходит в результате частичного присоединения к энергии поглощенного фотона энергии колебания молекулы (тепловой энергии ве́щества).

Согласно уравнению (3-21) первый закон Вавилова можно записать следующим неравенством:

$$\frac{\bar{\nu}_ф}{\nu_в} \leqslant \frac{1}{\eta_к}, \quad (3\text{-}22)$$

из которого следует, что для одноступенчатого возбуждения, когда $\eta_к \leqslant 1$, расположение полос возбуждения и люминесценции определяется как

$$\bar{\nu}_ф \leqslant \nu_в, \text{ или } \lambda_в \leqslant \bar{\lambda}_ф. \quad (3\text{-}22a)$$

[1] По опытам Н. А. Прилежаевой фотолюминесценция паров анилина, возбужденная излучением $\lambda = 0{,}37$ *мк*, имеет максимум в области $\lambda = 0{,}30$ *мк*.

Для случая многоступенчатого возбуждения, когда одному фотону люминесценции соответствует n фотонов возбуждения, уравнение (3-22) примет следующий вид:

$$\bar{\nu}_{ф} \leqslant n\nu_{в}. \tag{3-22б}$$

Простейшим случаем спектрального соотношения возбуждающего излучения и фотолюминесценции является случай *резонансной люминесценции*, наблюдающийся обычно в одноатомных газах при малом давлении. Резонансная люминесценция характеризуется равенством фотонов возбуждения и люминесценции. Этот вид фотолюминесценции может возникать при облучении люминесцирующего вещества фотонами с энергией, равной разности энергетических уровней нормального и ближайшего более высокого, если при этом отсутствуют внешние воздействия на возбужденные молекулы.

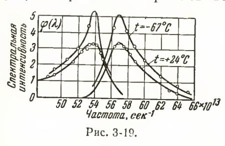


Рис. 3-19.

Вследствие того, что резонансное излучение может возникать лишь с энергетического уровня, ближайшего к основному, такие уровни принято называть резонансными.

Фотолюминесценция растворов красителей согласно исследованиям проф. В. Л. Левшина подчиняется правилу зеркальной симметрии полос поглощения и фотолюминесценции (рис. 3-19). Согласно этому правилу частоты излучения возбуждения и фотолюминесценции, характеризующие одинаковые приведенные[1] значения спектральной интенсивности, подчиняются следующему соотношению:

$$\nu_{в} + \nu_{ф} \approx 2\nu_{0},$$

где ν_0 — частота оси симметрии.

Указанное соотношение частот, соответствующее правилу зеркальной симметрии, является приближенным потому, что это правило не является строго математическим.

---

[1] Для приведения к одинаковому уровню спектральных кривых поглощенного потока и фотолюминесценции все ординаты кривой фотолюминесценции следует умножить на отношение максимальных значений спектральной интенсивности поглощенного и излучаемого потоков: $\frac{\varphi_{в}(\lambda_m)}{\varphi_{ф}(\lambda_m)}$.

3-11. Яркость фотолюминесценции

Согласно уравнению (3-2а) лучистый поток фотолюминесценции, возбужденный сложным потоком, определится как

$$\mathbf{F}_{\phi} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{в}(\lambda)\, \alpha(\lambda)\, \eta_{э}(\lambda)\, d\lambda,$$

где $\varphi_{в}(\lambda)$ — функция спектральный интенсивности потока излучения, падающего на люминофор.

Интегрирование полученного выражения должно осуществляться в пределах полосы возбуждения (рис. 3-20). Световой поток фотолюминесценции согласно уравнению (1-88) определится произведением лучистого потока — $\mathbf{F}_{\phi}$ на световую отдачу фотолюминесценции:

$$F_{\phi} = \mathbf{F}_{\phi} \psi_{св},$$

где $\psi_{св} = 683 \int_{\lambda'}^{\lambda''} \varphi_{\phi}(\lambda)\, k(\lambda)\, d\lambda$ — световая отдача фотолюминесценции, рассчитанная по спектральной кривой $\varphi_{\phi}(\lambda)$, приведенной к масштабу, при котором

$$\int_{\lambda'}^{\lambda''} \varphi_{\phi}(\lambda)\, d\lambda = 1 \ вт.$$

Таким образом, световой поток фотолюминесценции будет равен:

$$F_{\phi} = 633 \int_{\lambda'}^{\lambda''} \varphi_{\phi}(\lambda)\, k(\lambda)\, d\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \alpha(\lambda)\, \varphi_{в}(\lambda)\, \eta_{э}(\lambda)\, d\lambda. \qquad (3\text{-}23)$$

Рассматривая люминесцирующее вещество как приемник, мерой реакции которого является поток фотолюминесценции, можно считать спектральную чувствительность такого приемника $g(\lambda)$ численно равной произведению энергетического выхода на коэффициент поглощения однородного излучения [см. уравнение (1-72)]:

$$g(\lambda) = \eta_{э}(\lambda)\, \alpha(\lambda). \qquad (3\text{-}24)$$

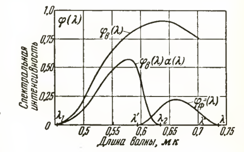


Рис. 3-20.

В этом случае выражение светового потока фотолюминесценции примет обыч-

ный вид для эффективных величин:

$$F_{\phi}=\psi_{св}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\varphi_в(\lambda)\,g(\lambda)\,d\lambda. \qquad (3\text{-}25)$$

Световой поток фотолюминесценции можно также определить, пользуясь *интегральной энергетической чувствительностью* люминесцирующего вещества:

$$F_{\phi}=\psi_{св}g_э\mathbf{F}_в, \qquad (3\text{-}26)$$

где $g_э=\alpha\eta_э$ — интегральная энергетическая чувствительность люминофора.

Величину интегральной энергетической чувствительности можно определить из опыта или рассчитать:

$$g_э=\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\varphi_в(\lambda)\,g(\lambda)\,d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\varphi_в(\lambda)\,d\lambda}. \qquad (3\text{-}27)$$

Как и следует ожидать, интегральная чувствительность люминесцирующего вещества зависит не только от физико-химических его свойств, но также и от спектрального состава потока возбуждения.

Указанное в уравнении (3-26) соотношение между световым потоком фотолюминесценции и лучистым потоком возбуждения остается в силе для любых производных световых и лучистых величин. Так, например, яркость[1] и светность люминесцирующего вещества определятся как

$$B_{\phi}=\frac{\psi_{св}\,g_э}{\pi}\mathbf{E}_в \text{ и } R=\psi_{св}\,g_э\mathbf{E}_в, \qquad (3\text{-}28)$$

где $\mathbf{E}_в$ — плотность облучения люминофора.

Приведенные соотношения между световыми величинами люминесценции и лучистыми величинами падающего на люминесцирующее вещество излучения показывают, что произведение $\psi_{св}\,g_э$ можно рассматривать как *интегральную световую чувствительность* люминесцирующего вещества (см. таблицу). В условиях практики применения фотолюминесценции источниками возбуждения люминесцирующих веществ служат ртутные лампы высокого и сверхвысокого давлений (типа ПРК)

[1] Фотолюминесцирующие вещества с достаточной для практики точностью можно принимать равнояркими.

с черным фильтром типа УФС, предназначенным для поглощения видимой части излучения (рис. 3-21).

Спектральный состав излучения ртутных ламп, прошедшего через фильтр УФС, практически не зависит от типа лампы,

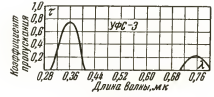


Рис. 3-21.

вследствие чего значение интегральной чувствительности люминесцирующих веществ приближенно можно принять зависящим только от свойств вещества.

Характеристики люминофоров

Марка люминофора	Цветность свечения	Состав	Интегральная световая чувствительность $\psi_{св} g_э$, *лм/вт*	Практическая длительность затухания, *мин*
ФКП-01	Желтый	ZnCdS	185	90
ФКП-02	Зеленый	ZnS	198	90
ФК-101	Красный	ZnCdS	13	0,02
ФК-103	Оранжевый	ZnCdS	119	5
ФК-105	Желтый	ZnCdS	172	10
ФК-110	Голубой	ZnS	66	1
ФК-111	Синий	ZnS	40	1
ФК-112	Белый	ZnS	80	10

3-12. Применение фотолюминесценции

Практика применения фотолюминесценции распространяется не только на использование этого явления для целей создания источников излучения, но также и для целей исследования качественного и количественного состава вещества — *люминесцентный анализ*. Большинство люминесцирующих веществ может люминесцировать под воздействием ультрафиолетового излучения или коротковолновых видимых излучений. Однако применение видимых излучений для возбуждения фотолюминесценции, как правило, неприемлемо, так как смешение видимого излучения люминесценции с отраженными видимыми излучениями приводит к значительным изменениям цветовых и яркостных харак-

теристик люминесценции. Для отфильтровывания видимых излучений из спектра возбуждения применяют черные увиолевые стекла (фильтры типа УФС), поглощающие почти все видимые излучения [имеется слабое пропускание в фиолетовой и красной областях спектра (рис. 3-21)]. Свойства стекла пропускать ближний ультрафиолет до $\lambda = 0,28$ *мк* и поглощать видимые излучения зависят от степени очистки шихты от закиси железа Fe_2O_3 и от наличия в шихте никеля или молибдена. Тип применяемого фильтра и его толщина определяются жесткостью требований к ограничению в потоке возбуждения видимых излучений.

Наиболее жесткие требования к ограничению видимых излучений предъявляют к установкам люминесцентного анализа [Л. 68], применяемого для количественного и качественного исследования вещества (химический люминесцентный анализ), а также для обнаружения различия между предметами, одинаково воспринимаемыми зрительно (сортовой люминесцентный анализ). Жесткое ограничение видимых лучей в спектре возбуждения определяется необходимостью обнаруживать наличие слабо люминесцирующих составных частей исследуемого вещества. В сортовом люминесцентном анализе часто применяют приемы примешивания к исследуемому веществу флуорохромов— веществ, обладающих способностью интенсивно люминесцировать. Так, например, в медицине принято подкрашивание флуоресцирующими веществами пищу больного для исследования содержания этого вещества в выделениях. Для обнаружения мельчайших трещин в металле широко применяется в точном машиностроении люминесцентный анализ с предварительным погружением обработанных изделий в люминесцирующую жидкость. Тончайшие трещины ярко люминесцируют на темном фоне металла при ультрафиолетовом облучении изделия, с поверхности которого предварительно удалена люминесцирующая жидкость.

В области применения фотолюминесценции для создания источников излучения, как правило, используются твердые люминесцирующие вещества — *люминофоры.* Люминофоры в зависимости от их принципа излучения делятся на две группы: активированные и безактиваторные [Л. 69]. *Безактиваторные люминофоры,* к числу которых относятся редкие земли, ураниловые соединения, вольфраматы, молибдаты и др., обладают способностью люминесцировать в чистом состоянии вещества.

В отличие от них *активированные люминофоры,* к числу которых относятся сернистые соединения металлов второй группы, галлоидные соли щелочных металлов первой группы и др., излучают лишь при наличии примеси — *активатора.* В качестве активаторов обычно применяются тяжелые металлы, например Ag, Cu, Mn — для сульфидов цинка и кадмия или Bi, Pb — для щелочно-земельных люминофоров. Для равномерного распределения ионов активатора по узлам кристаллической решетки основного вещества люминофора применяется их прокаливание вместе с третьим веществом, называемым *плавнем.* В качестве плавней применяют различные соли металлов первой и второй групп: LiCl, NaCl, KCl, буру, борную кислоту и др.

Энергетическая схема элементарного процесса фотолюминесценции активированного кристаллического люминофора подобна схеме движения фотоэлектрона в полупроводнике с примесной дырочной проводимостью (см. § 3-8). На рис. 3-22 схематически изображены возможные переходы электрона, попавшего из основной зоны в зону проводимости (переход *1*). Как видно из схемы, между основной зоной и зоной проводимости в кристалле активированного люминофора имеются локальные уровни *аа*, определяемые энергетическим состоянием иона активатора. Кроме этого промежуточного уровня, расположенного обычно вблизи основной зоны кристалла, в запрещенной зоне имеется несколько локальных уровней: *бб*, *вв* и *гг*, появляющихся в зоне проводимости и вблизи нее. Эти локальные энергетические уровни возникают при прокаливании люминофора с плавнем и активатором вследствие наличия дефектов в кристаллической решетке. Дефекты кристаллической решетки возникают в результате заполнения некоторых ее узлов атомами плавня, или ионами окислов основных веществ люминофора. Энергетические уровни дефектных узлов решетки, так же как энергетические уровни ионов активатора, не распространяются на весь кристалл, а локализованы в местах наличия ионов активатора и дефектных узлов. Верхние локальные энергетические уровни располагаются на различных расстояниях от нижней границы зоны проводимости. Для схематического рассмотрения возможных переходов электрона будем считать, что все локальные уровни дефектных узлов решетки делятся на три группы:

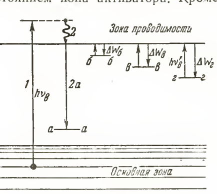


Рис. 3-22.

1) уровни *бб*, расположенные в непосредственной близости к нижней границе зоны проводимости;

2) уровни *вв*, более удаленные от нижней границы, но не настолько, чтобы электрон с них не мог попасть в зону проводимости тепловым движением;

3) глубокие уровни *гг*, расстояние от нижней границы зоны проводимости до которых настоль велико, что не может преодолеваться тепловым движением.

Как показывают результаты опытов, наиболее вероятны переходы электронов из зоны проводимости на уровень активатора *аа* или на один из трех локальных уровней. При переходе

электрона из зоны проводимости после некоторого его теплового смещения (переход *2*) на уровень активатора (переход *2а*) возникает фотон рекомбинации электрона с ионом активатора.

Электрон с уровня *аа* постепенными тепловыми безизлучательными переходами спустится вновь в основную зону, что эквивалентно диффундированию электронной дырки из основной зоны на уровень активатора. Возникший в результате диффундирования электронной дырки ион активатора обеспечивает условия для возникновения нового излучательного перехода электрона из зоны проводимости. В тех случаях, когда электрон из зоны проводимости попадает на верхние локальные уровни, вероятность его дальнейшего перехода в основную зону через уровень активатора ничтожно мала, так как эти переходы запрещены. Для возвращения электрона в основную зону ему необходимо в начале вновь подняться на один из уровней зоны проводимости.

Этот переход с локальных уровней *бб* и *вв* происходит за счет внутренней тепловой энергии тела, причем длительность пребывания электрона на этих уровнях определяется энергетической глубиной локальных уровней $\Delta W_б$ и $\Delta W_в$:

$$t = t_0 e^{\frac{\Delta W}{kT}}, \tag{3-29}$$

где t — время локализации электрона;

t_0 — постоянная времени, равная $10^{-7} - 10^{-10}$ *сек*;

ΔW — энергетическая глубина уровня локализации;

k — постоянная Больцмана;

T — температура тела, град. К.

Из приведенного уравнения можно видеть, что с увеличением энергетической глубины уровня время локализации электрона возрастает. Для локального энергетического уровня с глубиной $\Delta W \gg kT$ электрон может переместиться в зону проводимости лишь за счет сообщения ему энергии извне. При отсутствии поступления энергии извне электроны могут находиться на таких глубоких уровнях очень долго. Перемещение электронов с глубоких локальных уровней в зону проводимости и далее в основную зону через уровень активатора возможно нагреванием люминофора или облучением его инфракрасными лучами с частотой $\nu'_в$ (рис. 3-22). Следовательно, люминофор, кристаллическая структура которого обеспечивает возможность глубокой локализации электронов, может являться аккумулятором световой энергии. Использование аккумулированной энергии по истечении нескольких часов после зарядки может осуществляться за счет подогрева люминофора или облучения его фотонами с малой энергией.

Для спектральной характеристики фотолюминесценции на рис. 3-23 даны графики спектральной интенсивности излучения

цинк-сульфидных и цинк-кадмий-сульфидных люминофоров, активированных медью, а на рис. 3-24 то же для безактиваторных люминофоров, применяемых в люминесцентных лампах.

В источниках эритемного излучения (см. § 3-21) применяются люминофоры, излучающие в ультрафиолетовой области спектра. К числу таких люминофоров относятся силикаты и фосфаты цинка и кальция, активированные таллием, церием или свинцом. В качестве примера такого люминофора на рис. 3-25 приведены спектральные кривые излучения люминофора, предназначенного для эритемных ламп.

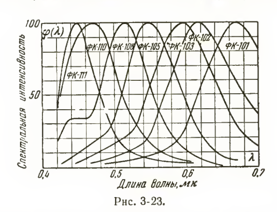


Рис. 3-23.

Большое практическое значение имеют люминофоры длительного действия, часто называемые фосфо́рами постоянного действия. Возбуждение таких люминофоров осуществляется альфа- и бета-излучениями, возникающими при распаде радиоактивного вещества, примешиваемого в небольшом количестве к кристаллическому люминофору. Наиболее эффективным фосфо́ром

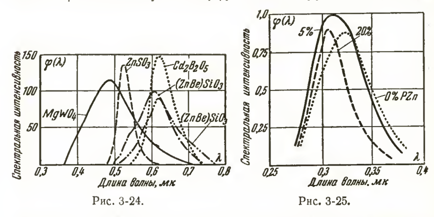


Рис. 3-24. Рис. 3-25.

постоянного действия является цинк-сульфидный люминофор, активированный медью, с примесью радиотория и мезотория. Люминофоры этого типа применяются для покрытия светящихся знаков, стрелок и делений шкал измерительных приборов. Для этой цели люминофоры наносятся на поверхность при помощи винилитового, метакрилового, полистиролового и других

лаков, прозрачных для ультрафиолетовых лучей и защищающих люминофор от влаги. Люминофоры также находят применение в декоративном искусстве и живописи. Для этой цели пользуются красками, карандашами, мелками и пастелью, приготовленными со значительным содержанием люминофоров. Очень широки возможности люминесцентной живописи в театре, где декорации, написанные с применением светящихся красок, производят сказочное впечатление [Л. 84].

Огромна будущность применения люминофоров в люминесцентных лампах, представляющих газоразрядные трубки с парами ртути низкого давления. На внутренней поверхности трубчатых ламп нанесены смеси люминофоров.

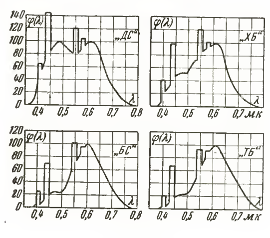


Рис. 3-26.

Основными типами люминофоров, применяемых для люминесцентных ламп, являются: вольфрамат магния и силикаты цинка-бериллия. В зависимости от соотношения составных частей люминофорной смеси цветность излучения люминесцентных ламп может быть чрезвычайно разнообразной.

Все люминофоры, применяемые в люминесцентных лампах с парами ртути низкого давления, должны обладать значительной чувствительностью к излучениям с длинами волн 0,185 и 0,254 *мк*, так как в этих спектральных линиях сосредоточена бо́льшая часть энергии излучения разряда в ртутных парах низкого давления. Белые лампы, применяемые для целей освещения, изготовляются типов: ДС — дневного света с цветовой температурой $T_ц = 6\,500°$ К, типа ХБС — холодного белого света с $T_ц = 4\,500°$ К, типа БС — белого света с $T_ц = 3\,500°$ К и теплого белого света — типа ТБС.

Основным преимуществом люминесцентных ламп по сравнению с лампами накаливания является высокая световая отдача, равная 35—47 $лм \cdot вт^{-1}$, превышающая в 3—4 раза световую отдачу ламп накаливания. Кривые спектральной интенсивности из-

лучения ламп белого света всех разновидностей приведены на рис. 3-26.

Наибольшее распространение в нашей отечественной практике нашли люминесцентные лампы с подогревными электродами. В этих лампах электроды, выполненные в виде вольфрамовых спиралей, покрытых оксидом, подогреваются электрическим током для эмиттирования электронов. Включение спиралей для подогрева и выключения их осуществляется автоматическим зажигателем *Зж* (рис. 3-27). В цепь лампы *Л* последовательно с ней включается балластный дроссель *Д*, предназначенный для стабилизации тока в цепи лампы, а также для повышения напряжения на электродах лампы в момент ее зажигания за счет экстратока, возникающего при размыкании контактов автоматического зажигателя. Автоматический зажигатель выполняется в виде маломощной неоновой лампы тлеющего разряда, один электрод которой выполнен из биметалла. При включении люминесцентной лампы под напряжение вначале включается зажигатель, так как потенциал зажигания тлеющего разряда ниже напряжения сети. Возникший в зажигателе тлеющий разряд нагревает биметаллический электрод, который в результате нагрева распрямляется и соприкасается со вторым электродом зажигателя. Короткое замыкание зажигателя вызывает возникновение в цепи электродов лампы ток, несколько превосходящий по величине рабочий ток. Этот ток нагревает вольфрамовые электроды лампы, которые начинают эмиттировать электроны в пространство трубки, заполненное аргоном при малом давлении. По истечении некоторого времени биметаллический электрод зажигателя охлаждается и размыкает цепь зажигания.

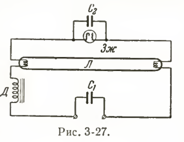


Рис. 3-27.

В момент размыкания значительно повышается напряжение на электродах лампы, что приводит при наличии эмиссии электронов с подогретых электродов лампы к возникновению разряда. Возникший разряд испаряет остатки металлической ртути, после чего устанавливается стабилизированный дуговой разряд в парах ртути с некоторой примесью аргона. Ультрафиолетовые излучения этого разряда, падая на поверхность стенок трубки, покрытой тонким слоем смеси люминофоров, поглощаются этой смесью и трансформируются в видимые излучения лампы.

За последние годы в практике освещения улиц городов и высоких цехов промышленных предприятий находят широкое применение ртутно-кварцевые лампы с исправленной цветностью. Первичным источником излучения в этих лампах является ртутная лампа сверхвысокого давления в кварцевой колбе. Этот источник излучения помещен в стеклянный баллон, на внутренние стенки которого нанесен слой люминофора, функцией которого является исправление цветности излучения разряда в парах ртути. Такие лампы типа РВДЛ (ртутные, высокого давления, люминесцентные) выпускаются отечественной промышленностью мощностью от 250 до 1 000 *вт*.

ФОТОХИМИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

3-13. Элементарные процессы фотохимического действия

Как известно, химические свойства любого химически однородного вещества определяются его электронным строением и, в первую очередь, строением внешнего электронного слоя его молекул. Так как строение внешнего электронного слоя определяет не только химические, но и оптические свойства вещества (поглощение фотонов приводит к изменению энергии связи внешних электронов с ядром), следует предполагать наличие взаимосвязи между химическими и оптическими процессами. Как установлено опытом, такая взаимосвязь существует в возникновении излучения при некоторых химических реакциях, а также в возникновении химических реакций в результате поглощения излучения реагирующим веществом. Первую группу фотохимических процессов принято называть *хемилюминесценцией*, так как в этих процессах происходит непосредственное преобразование химической энергии в энергию излучения. Фотохимические процессы второй группы — *процессы фотохимического действия излучения* — происходят в результате изменения структуры внешних электронных слоев молекул, возбужденных энергией поглощенных фотонов.

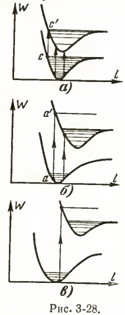


Рис. 3-28.

Первичным процессом фотохимического действия излучения является поглощение молекулой вещества фотона, способного вызвать электронное возбуждение молекулы. В зависимости от энергии поглощенного фотона, энергетического состояния молекулы в момент поглощения фотона и ее электронной структуры возможны: *диссоциация* (фотораспад) поглощающей молекулы или ее *активация*, т. е. повышение ее химической активности за счет электронного возбуждения. Рассмотрим возможные случаи поглощения фотона на потенциальных кривых молекулы (рис. 3-28). Для тех молекул, у которых потенциальные кривые нормального и возбужденного состояний примерно одинаковы по форме, например N_2, C_2 и др., электронное возбуждение практически не изменяет положения равновесия составных частей молекулы (рис. 3-28,*а*). Наиболее вероятные электронные переходы этих молекул характеризуются полным отсутствием или очень малым тепловым рассеянием энергии, что определяется постоянством или незначительным изменением квантового колеба-

тельного числа m при электронном возбуждении молекулы. Такая форма потенциальных кривых обычно не приводит к диссоциации молекулы в результате поглощения фотона, так как согласно принципу Франка — Кондона (см. § 3-3) невозможен электронный переход в зону диссоциации с низкого уровня колебательной энергии молекулы в невозбужденном состоянии. Следовательно, оптическая диссоциация такой молекулы возможна только в условиях очень высокой температуры (переход $c—c'$). Спектр излучения такой молекулы состоит из полос дискретных спектральных линий.

Рассмотренный пример показывает, что фотохимическая реакция молекул описанного типа возможна лишь в результате соударения возбужденной молекулы с другими молекулами вещества, участвующего в реакции. При смещении кривой возбужденного состояния молекулы вправо (рис. 3-28,*б*) электронное возбуждение молекулы с любого колебательного уровня приводит к значительному увеличению квантового колебательного числа и связанному с этим разрыхлению молекулы. Разрыхление молекулы в возбужденном состоянии характеризуется увеличением расстояний между ядрами как в результате увеличения амплитуды их колебания, так и в результате смещения положения равновесия ядер молекулы в область больших расстояний. Молекулы такого типа, например Cl_2, Br_2, O_2 и др., часто диссоциируют при электронном возбуждении (переход $a — a'$). Следовательно, молекулы этого типа могут вступать в фотохимическую реакцию как в результате непосредственной диссоциации, так и вследствие соударений в возбужденном состоянии. В спектре излучения такой молекулы наблюдаются как дискретные, так и сплошные полосы.

Еще большее смещение потенциальной кривой возбужденного состояния молекулы вправо вызывает диссоциацию при любых электронных переходах (рис. 3-28,*в*). Спектр поглощения таких молекул состоит только из сплошных полос.

Диссоциация молекул в результате оптического возбуждения обычно связана с ионизацией атомов или с отрывом электронов от ионов, составляющих молекулу. Типичным примером такой реакции является *фотораспад* ионных кристаллов галоидных солей, в том числе и галоидных солей серебра ($AgBr$, $AgCl$, AgJ).

Рассмотрим для примера реакцию фотораспада щелочногалоидной соли $NaBr$, представляющей соединение ионов Na^+ и Br^-. Фотон, поглощенный ионом брома, отрывает один из восьми валентных электронов у иона брома и этим нейтрализует его. Для передачи освобожденного электрона иону натрия необходимо преодолеть потенциальный барьер кристаллической решетки $NaBr$, следовательно, необходимо сообщить свободному электрону дополнительную энергию, равную энергии кристаллической решетки. Как показали многочисленные исследования реакции фотораспада галоидных солей, дополнительная энергия, сообщаемая свободному электрону, может

быть меньше энергии кристаллической решетки на величину энергии ионизации Na, которая выделится при соединении свободного электрона с ионом Na^{+}. Таким образом, энергия фотона, необходимая для элементарного процесса фотораспада, согласно закону сохранения энергии, определится как

$$h\nu = W_{кр} + W_{в} - W_{и}, \qquad (3\text{-}30)$$

где $W_{кр}$ — энергия кристаллической решетки NaBr;

$W_{в}$ — энергия сродства к электрону атома Br*;

$W_{и}$ — энергия ионизации атома Na.

Физический смысл полученного равенства заключается в том, что свободный электрон, появившийся при ионизации галоида, должен обладать энергией, равной разности $(W_{кр} - W_{и})$, необходимой для соединения электрона с ионом металла Na^{+}. Если свободный электрон не получает необходимой энергии для преодоления барьера решетки, он рекомбинирует с атомом галоида и разложения кристалла NaBr не происходит.

В тех случаях, когда энергии поглощенного фотона недостаточно для диссоциации молекулы, т. е. когда частота фотона лежит в линейчатой области спектра молекулы, возникает возбужденная молекула, обладающая бóльшим по сравнению с нормальным запасом энергии. Если такая молекула в течение существования в возбужденном состоянии не испытает внешних воздействий, то она спонтанно люминесцирует, переходя вновь в нормальное состояние, или избыток ее энергии рассеивается в результате соударений.

Вероятность таких соударений достаточно велика в течение времени пребывания молекулы в возбужденном состоянии $\tau \approx 10^{-8}$ *сек*, так как за это время молекулы успевают совершить до 10^{5} колебаний. В результате такого соударения возбужденная молекула может не только потерять избыток энергии, но также и приобрести дополнительную энергию, активно вступая при этом в химическую реакцию, протекающую по одной из следующих схем [Л. 70]:

а) фотораспад

$$AB + h\nu \rightarrow AB^{*} \rightarrow A + B;$$

б) фотоприсоединение

$$A + A + h\nu \rightarrow A^{*} + A \rightarrow A_{2},$$
$$A + BC + h\nu \rightarrow A^{*} + BC \rightarrow ABC;$$

в) фотоперенос электрона

$$A + B + h\nu \rightarrow A^{+} + B^{-} \rightarrow AB;$$

г) фотополимеризация

$$A_{n} + A_{n} + h\nu \rightarrow A_{n}^{*} + A_{n} \rightarrow A_{2n};$$

---

* Энергией сродства к электрону принято называть энергию, выделяемую при присоединении электрона к нейтральному атому.

д) фотоперегруппировка

$$A + BC + h\nu \rightarrow A^* + BC \rightarrow AC + B;$$

$$\begin{array}{c} R_1 - C - R_2 \\ \| \\ R_1 - C - R_2 \end{array} + h\nu \rightarrow \begin{array}{c} R_1 - C - R_1; \\ \| \\ R_2 - C - R_2, \end{array}$$

где A, B, C — атомы или молекулы простых химических соединений;

AB, BC, ABC — молекулы;

A^+, B^- — ионы;

R_1, R_2 — радикалы;

A^* — молекула или атом в возбужденном состоянии.

Для пояснения приведенных схем фотохимических реакций рассмотрим несколько примеров фотохимического действия излучения. Типичной реакцией фотораспада может служить разложение бромистого водорода на бром и водород при облучении ультрафиолетовым излучением с длинами волн в интервале от $\lambda_1 = 0{,}207$ *мк* до $\lambda_2 = 0{,}2537$ *мк*. Эта реакция протекает с возникновением вторичных процессов, сопутствующих начальному фотораспаду молекулы бромистого водорода:

$$HBr + h\nu \rightarrow HBr^* \rightarrow H + Br.$$

Далее следуют вторичные реакции:

$$H + HBr \rightarrow H_2 + Br;$$
$$Br + Br \rightarrow Br_2.$$

Следовательно, запись реакции фотораспада HBr с учетом вторичных процессов примет следующий вид:

$$2HBr + h\nu \rightarrow HBr^* + HBr \rightarrow H_2 + Br_2.$$

Типичной реакцией фотоприсоединения является окисление ртути в процессе облучения смеси паров ртути и кислорода ультрафиолетовым излучением с $\lambda = 0{,}2537$ *мк*:

$$Hg + O_2 + h\nu \rightarrow Hg^* + O_2 \rightarrow HgO + O.$$

Примером фотополимеризации может служить образование озона в процессе облучения кислорода однородным излучением с $\lambda = 0{,}2537$ *мк*:

$$2O_2 + h\nu \rightarrow O_2^* + O_2 \rightarrow O_3 + O,$$

после чего следует вторичная реакция:

$$O_2 + O \rightarrow O_3.$$

Следовательно

$$3O_2 + h\nu \rightarrow O_2^* + 2O_2 \rightarrow 2O_3.$$

Все приведенные фотохимические реакции возбуждаются ультрафиолетовым излучением, что характерно для большинства процессов фотохимического действия, так как энергия фотона, используемая в элементарном процессе фотохимической реакции на работу разрыва химических связей, должна быть достаточно большой. В силу этих причин ультрафиолетовые излучения долгое время после их обнаружения называли химическими лучами,

что неправильно, так как энергию этих излучений можно преобразовать не только в химическую, но также и в любую другую форму движения материи.

3-14. Основные законы фотохимии

Как было показано ранее (см. § 3-2), одним из основных количественных критериев эффективности преобразования излучения является квантовый выход, определяемый для фотохимических реакций [см. уравнение (3-1б)] отношением числа молекул, вступивших в реакцию $M_э$, к числу поглощенных фотонов n_α

$$\eta_к = \frac{M_э}{n_\alpha}.$$

Согласно закону квантовой эквивалентности величина квантового выхода фотохимического процесса, как и любого другого процесса преобразования излучения, не может быть больше единицы, что далеко не во всех случаях наблюдается в фотохимии. Примерами кажущегося нарушения этого закона могут служить реакции фотораспада бромистого водорода и полимеризации кислорода в озон, приведенные в предыдущем параграфе. Каждая из этих реакций характеризуется $\eta_к = 2$, так как одному поглощенному фотону соответствует распад двух молекул HBr и образование двух молекул O_3. Там же показано, что такое кажущееся нарушение закона квантовой эквивалентности происходит за счет возникновения вторичных реакций.

Таким образом, из приведенных примеров следует, что любое нарушение закона эквивалентности в фотохимических реакциях неизменно связано с наличием вторичных процессов. Этот вывод позволяет установить применимость закона квантовой эквивалентности лишь к первичным процессам фотохимического действия излучения.

В тех случаях, когда вторичные реакции сопровождаются выделением тепла, возможно получение *цепных фотохимических реакций*.

Примером цепной реакции может являться процесс образования хлористого водорода HCl из смеси хлора с водородом при облучении смеси излучением с длиной волны $\lambda \leqslant 0{,}500$ *мк*. Эта реакция начинается с фотораспада молекул хлора:

$$Cl_2 + h\nu \rightarrow Cl_2^* \rightarrow 2Cl \text{ (звено } a).$$

Образовавшиеся атомы хлора активно соединяются с молекулами водорода, вытесняя атом водорода:

$$H_2 + Cl = HCl + H \text{ (звено } б).$$

Образовавшиеся атомы водорода также активно соединяются с молекулами хлора, вытесняя из них один атом:

$$Cl_2 + H = HCl + Cl \text{ (звено } в).$$

Звенья *б* и *в* рассмотренной реакции могут повторяться многократно, в результате чего один поглощенный фотон приводит теоретически к бесконечной реакции. Прекращение этой реакции (обрыв цепи) может возникать в результате соударений с молекулами примесей, если таковые имеются, и со стенками сосуда, в котором происходит процесс, а также в результате рекомбинации H+H, Cl+Cl и H+Cl. Вероятность всех указанных процессов, нарушающих цепную реакцию, очень невелика, вследствие чего квантовый выход рассмотренной цепной реакции достигает $\eta_к = 10^5$.

Принимая за меру фотохимического процесса число прореагировавших молекул $M_э$, можно видеть, что при постоянстве спектрального состава излучения эффективность фотохимической реакции определится величиной, пропорциональной энергии излучения, поглощенного реагирующим веществом:

$$M_э = \eta_к n_a = \eta_к \frac{\mathbf{W}_a}{h\bar{\nu}_в}, \qquad (3\text{-}31)$$

где $\mathbf{W}_a$ — энергия излучения, поглощенного реагирующим веществом;

$h\bar{\nu}_в$ — среднее значение энергии поглощенного фотона.

Впервые зависимость химического действия света от поглощенной энергии излучения установил в 1818 г. литовский ученый Х. И. Гроттус (1785—1822), который, исследуя обесцвечивание солей железа на солнечном свете, установил, что химическим действием обладают лучи того цвета, который является дополнительным к цвету окраски реагирующего вещества. Несмотря на очевидность закона Гроттуса [1] в настоящее время, для первой половины прошлого столетия он являлся большим научным открытием, определившим развитие представления о поглощении излучения как о причине его химического действия.

Количественная зависимость эффективности фотохимического действия от условий облучения реагирующего вещества была впервые установлена в 1855 г. немецким ученым Р. Бунзеном (1811—1899) совместно с английским химиком Г. Роско (1833—1915) на основе исследования реакции образования на свету хлористого водорода. *Закон Бунзена — Роско,* часто называемый *законом взаимозаменимости,* определяет пропорциональность между выходом фотохимической реакции и количеством облучения реагирующего вещества:

$$M_э = a\mathbf{W}_a = a\mathbf{F}_a t = a(1 - e^{-kl})\mathbf{F}t, \qquad (3\text{-}32)$$

или для единицы объема облучаемого вещества:

$$m_э = a(1 - e^{-k})\mathbf{E}t, \qquad (3\text{-}32а)$$

где $\mathbf{E}$ — плотность облучения реагирующего вещества;

t — время облучения;

---

[1] Закон Гроттуса был вторично „открыт" английским физиком и астрономом Д. Гершелем в 1842 г. и американским ученым Дрепером в 1843 г.

$M_э$ — число молекул исходного вещества, вступившего в реакцию в течение времени t;
$m_э$ — то же для единицы объема облучаемого вещества;
a — постоянная скорости фотохимической реакции;
k — показатель поглощения излучения;
l — длина пути луча в веществе.

Этот закон получил наименование закона взаимозаменимости вследствие симметричности зависимости уровня реакции от времени и плотности облучения вещества. Закон Бунзена — Роско, как показали последующие исследования, имеет лишь предельный характер и во многих случаях, при малых и больших плотностях облучения, течение фотохимических реакций не подчиняется этому закону [1].

Наиболее общая формулировка количественной зависимости фотохимического действия от поглощенной веществом лучистой энергии была дана в 1904 г. голландским ученым Вант-Гоффом (1852—1911), установившим взаимосвязь между скоростью фотохимической реакции и скоростью поглощения излучения. Акад. П. П. Лазарев (1878—1942) на основе исследования процесса выцветания красок на свету дал в 1911 г. математическую формулировку правила Вант-Гоффа [Л. 71].

$$\frac{dM_э}{dt} = a\left(1 - e^{-kl}\right)F, \tag{3-33}$$

или для единицы объема облучаемого вещества:

$$\frac{dm_э}{dt} = a\left(1 - e^{-k}\right)E. \tag{3-33а}$$

3-15. Энергетика фотохимических процессов

Согласно первому закону термодинамики процессы преобразования внутренней энергии системы, ее теплоты и работы, совершаемой ею, происходят в строго эквивалентных соотношениях. Это соответствие можно записать следующим равенством, определяющим закон сохранения энергии в процессе химического преобразования вещества:

$$\Delta W_{вн} = Q_и - A, \tag{3-34}$$

где $\Delta W_{вн}$ — изменение внутренней энергии вещества, участвовавшего в химической реакции;
$Q_и$ — количество тепла, сообщенного веществу извне;
A — работа, совершенная веществом в процессе реакции (например, работа, затраченная на увеличение объема).

[1] Отклонения от этого закона будут рассмотрены на примере фотографического действия излучения (см. § 3-17).

Вполне понятно, что это уравнение будет правильным лишь в тех случаях, когда единицы энергии, работы и количества тепла одинаковы. Для этой цели в химии принято все энергетические соотношения записывать в килокалориях на 1 моль реагирующего вещества. Эта единица энергии (*ккал · моль*$^{-1}$) позволяет определить энергию, сообщенную каждой молекуле, если 1 моль вещества поглотил излучение с энергией, равной 1 *ккал* (4,18 *кдж* или $4{,}18 \cdot 10^{10}$ *эрг.*). Следовательно, энергию фотона, поглощенного веществом, можно также выразить в *ккал · моль*$^{-1}$:

$$w_{ф} = \frac{6{,}03 \cdot 10^{23}}{4{,}18 \cdot 10^{10}} h\nu \approx \frac{28{,}6}{\lambda}, \qquad (3\text{-}35)$$

где $w_{ф}$ — энергия фотона, *ккал·мол*$^{-1}$;
λ — длина волны излучения, *мк*;
$6{,}03 \cdot 10^{23} = A$ — число Авогадро, равное числу молекул в 1 моле любого вещества.

Основной закон термохимии[1] был сформулирован в 1840 г. профессором Петербургского горного института акад. Г. И. Гессом (1802—1850). *Закон Гесса* в формулировке его автора гласит: «Количество тепла, развивающееся в каком-либо химическом процессе, всегда одно и то же, протекает ли данное химическое превращение сразу или постепенно, через несколько стадий». Этот закон, устанавливающий зависимость теплового эффекта любой химической реакции лишь только от начального и исходного состояний вещества, участвующего в реакции, представляет собой одну из форм закона превращения и сохранения энергии[2].

Из закона Гесса следуют три вывода, существенно важные для энергетики фотохимических реакций:

а) Энергия, выделяющаяся при разложении химического соединения, равна по величине и обратна по знаку энергии, сообщенной веществу в процессе его образования из химически простых веществ.

б) Для двух реакций, приводящих из различных исходных состояний к одинаковым конечным состояниям, разность между значениями энергии этих реакций равна энергии перехода из одного начального состояния в другое.

в) Для двух реакций, приводящих из одинаковых исходных состояний к различным конечным состояниям, разность между значениями энергии этих реакций равна энергии перехода из одного конечного состояния в другое.

Первый из трех перечисленных выводов был самостоятельно сформулирован в 1780 г. известными французскими учеными А. Лавуазье (1743—1794) и П. Лапласом (1749—1827), вслед-

[1] Термохимией принято называть раздел физической химии, в котором изучаются преобразования энергии в процессе химических реакций.

[2] Следует отметить, что закон Гесса был открыт за несколько лет до того, когда Р. Майер и Г. Гельмгольц сформулировали количественные закономерности превращения энергии.

ствие чего часто именуется *законом Лавуазье* или первым законом термохимии.

Для иллюстрации закона Гесса рассмотрим *термохимические уравнения* образования воды:

$$H_2+\frac{1}{2}O_2=H_2O+Q_{H_2O},$$

где Q_{H_2O} — молярная теплота образования воды, равная теплоте образования 1 моля воды в *ккал моль*$^{-1}$ из молекул водорода и кислорода.

При образовании воды из атомов H и O энергия реакции будет отличаться от величины молярной теплоты образования, так как внутренняя энергия моля H_2 и половины моля O_2 меньше внутренней энергии двух грамм-атомов H и одного грамм-атома O на величину энергии диссоциации одного моля молекул H_2 и половины моля молекул O_2:

$$2H+O=H_2+\frac{1}{2}O_2+(W_\partial)_{H_2}+\frac{1}{2}(W_\partial)_{O_2},$$

или

$$H_2O=2H+O-(W_\partial)_{H_2O},$$

где $(W_\partial)_{H_2}$, $(W_\partial)_{O_2}$, $(W_\partial)_{H_2O}$ — энергия диссоциации.

Согласно второму следствию закона Гесса можно написать:

$$Q_{H_2O}=(W_\partial)_{H_2O}-(W_\partial)_{H_2}-\frac{1}{2}(W_\partial)_{O_2}.$$

Нетрудно убедиться в том, что это же равенство можно получить, суммируя три ранее написанные термохимические уравнения. Из этого следует, что термохимические уравнения, написанные для отдельных стадий одной и той же реакции, можно решать обычными приемами решения аглебраических уравнений.

Определяя из опыта молярную теплоту образования воды $Q_{H_2O}=57{,}8$ *ккал·моль*$^{-1}$ и значение энергии диссоциации молекул водорода $(W_\partial)_{H_2}=103{,}2$ *ккал·моль*$^{-1}$ и кислорода $(W_\partial)_{O_2}=81$ *ккал·моль*$^{-1}$, получим значение энергии диссоциации воды $(W_\partial)_{H_2O}=242$ *ккал·моль*$^{-1}$, что с достаточной точностью совпадает с результатами опытного определения. В общем виде молярную теплоту образования можно определить из уравнения

$$Q=\Sigma x_i(W_\partial)_i-\Sigma x_j(W_\partial)_j, \tag{3-36}$$

где $(W_\partial)_i$ и $(W_\partial)_j$ — значения энергии диссоциации молекул продуктов реакции и исходных веществ, отнесенных к 1 молю;

x_i и x_j — часть моля i-того продукта реакции и j-того исходного вещества, приходящихся на 1 моль суммарного продукта реакции.

Для наглядности энергетических соотношений химической реакции распада или соединения М. Борном [Л. 72] было предложено графическое изображение замкнутого энергетического цикла любой химической реакции (рис. 3-29).

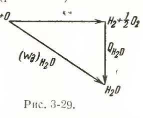


Рис. 3-29.

Приведенная схема цикла Борна показывает, что процесс образования моля H_2O можно рассматривать идущим по двум путям: непосредственно из молекул H_2 и O_2 с выделением количества тепла Q_{H_2O}, равного молярной теплоте образования, или через диссоциацию молекул 1 моля H_2 и половины моля O_2 на элементы H и O с затратой энергии $(W_\partial)_{H_2}$ и $\frac{1}{2}(W_\partial)_{O_2}$ и образованием моля H_2O из элементов 2H и O с выделением энергии $(W_\partial)_{H_2O}$.

Цикл Борна для процесса образования или распада ионных соединений например галоидных солей, состоит из большого числа отдельных звеньев. Рассмотрим реакцию распада хлористого натрия на натрий и хлор. Термохимическое уравнение этой реакции, написанное для 1 моля кристаллического NaCl, имеет вид[1]:

$$\mathrm{NaCl}\,(m) = \mathrm{Na}\,(m) + \frac{1}{2}\,\mathrm{Cl_2}\,(г) - Q_{\mathrm{NaCl}}.$$

Процесс распада кристалла NaCl на молекулы Na и Cl_2 можно рассматривать состоящим из следующих звеньев замкнутого цикла Борна:

а) разрушение кристаллической решетки на ионы натрия и хлора

$$\mathrm{NaCl}\,(m) + W_{кр} = \mathrm{Na^+}\,(г) + \mathrm{Cl^-}\,(г);$$

б) отрыв электрона от иона Cl^-

$$\mathrm{Cl^-}\,(г) + W_э = \mathrm{Cl}\,(г).$$

в) соединение атомов Cl в молекулу Cl_2

$$\mathrm{Cl}\,(г) - \frac{1}{2}\,W_\partial = \frac{1}{2}\,\mathrm{Cl_2};$$

г) присоединение свободного электрона к иону Na^+

$$\mathrm{Na^+}\,(г) - W_u = \mathrm{Na}\,(г);$$

д) изменение агрегатного состояния Na

$$\mathrm{Na}\,(г) - W_c = \mathrm{Na}\,(m).$$

Решая приведенные термохимические уравнения отдельных звеньев цикла Борна, можно записать энергетический баланс следующим равенством:

$$Q_{\mathrm{NaCl}} = W_{кр} + W_э - \frac{1}{2}\,W_\partial - W_u - W_c, \qquad (3\text{-}36а)$$

[1] Буквы в скобках указывают на агрегатное состояние вещества: *т*—твердое, *ж*—жидкое, *г*—газообразное.

где $W_{кр} = 179{,}5$ *ккал·моль*$^{-1}$ — энергия кристаллической решетки хлористого натрия, численно равная диссоциации 1 моля NaCl;
$W_э = 89{,}3$ *ккал·моль*$^{-1}$ — энергия электронного сродства Cl;
$W_д = 54$ *ккал·моль*$^{-1}$ — энергия диссоциации 1 моля Cl_2;
$W_и = 117{,}5$ *ккал·моль*$^{-1}$ — энергия ионизации Na;
$W_с = 26$ *ккал·моль*$^{-1}$ — энергия сублимации 1 моля.

Приведеный пример показывает, что процесс распада NaCl является *реакцией эндотермической*, так как внутренняя энергия грамм-атома Na и половина моля Cl_2 больше на $Q_{NaCl} = 98{,}3$ *ккал* внутренней энергии 1 моля NaCl.

В отличие от реакции распада кристалла NaCl реакция соединения 1 моля H_2 и половины моля O_2 в 1 моль воды является *экзотермической*, как большинство реакций соединения.

Этот пример позволяет также сделать вывод, что основными энергетическими звеньями цикла Борна в реакциях с ионными соединениями являются: диссоциация, ионизация, нейтрализация иона с выделением энергии электронного сродства и переход из одного агрегатного состояния в другое [Л. 73].

Условием возникновения элементарного процесса любой химической реакции являются встреча и взаимодействие молекул вступающих в реакцию веществ. Однако не все встречи приводят к возникновению химической реакции. Это объясняется тем, что большинство экзотермических реакций имеет начальную стадию эндотермическую, требующую наличия избытка энергии для ослабления химической связи молекул исходного вещества. Избыток энергии, которым должны располагать реагирующие молекулы для обеспечения начала реакции, принято называть *энергией активации*. Энергетическую схему процесса активации можно представить в виде графика энергии элементарного фотохимического процесса (рис. 3-30). На этом графике уровни *I* и *II* соответствуют значениям энергии молекулы исходного вещества и продукта реакции. Так как уровень *I* выше уровня *II*, изображенная на графике схема характеризует экзотермическую реакцию. Высота энергетического барьера $\Delta W'$, который должны преодолеть взаимодействующие молекулы, численно равная энергии активации, определяется типом реакции, прочностью связей молекул исходного вещества и условиями, в которых протекает реакция. Необходимую энергию активации можно определить из энергетического цикла Борна для исследуемой реакции. В том случае, если изображенный на рис. 3-30 энергетический график характеризует фотохимическую реакцию, минимальная частота излучения, способного возбудить эту реакцию, определится как $\nu \geqslant \frac{\Delta W'}{h}$.

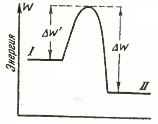


Рис. 3-30.

3-16. Кинетика фотохимических процессов

Интенсивность протекания любой химической реакции во времени принято характеризовать ее скоростью, определяемой количеством вещества, вступившего в реакцию в единицу времени, в единице объема.

Для газов и растворов, в которых чаще всего наблюдаются фотохимические реакции, количество вещества в единице объема измеряется его концентрацией. Следовательно, скорость фотохимической реакции в газах и растворах можно определить как

$$v_p = -\frac{dc}{dt},$$

где c — концентрация вещества, определяемая числом молекул в единице объема.

Скорость химических реакций бывает очень различной: от долей секунды до многих столетий. Обычно большой скоростью обладают реакции ионных соединений, взрывные реакции, протекающие с выделением большого количества тепла, и др.

Наиболее детальное исследование кинетических закономерностей фотохимических процессов было проведено акад. П. П. Лазаревым (1878—1942), посвятившим свою диссертационную работу на соискание ученой степени доктора наук вопросам фотохимии красителей [Л. 74].

Скорость простейших фотохимических реакций согласно правилу Вант-Гоффа-Лазарева пропорциональна поглощенному потоку излучения [см. уравнение (3-33)]:

$$\frac{dM_э}{dt} = a\mathbf{F}_\alpha.$$

Так как величина поглощенного потока численно равна скорости поглощения веществом энергии излучения, уравнение Вант-Гоффа-Лазарева можно написать в следующем виде:

$$\frac{dM_э}{dt} = a\frac{d\mathbf{W}_\alpha}{dt},$$

где $d\mathbf{W}_\alpha$ — энергия излучения, поглощенного веществом за время dt.

Нетрудно видеть, что коэффициент пропорциональности в полученном равенстве в случае облучения реагирующего вещества однородным излучением определяется [уравнение (3-31)] как

$$a = \frac{\eta_к}{h\nu},$$

так как согласно уравнению (3-1б)

$$\eta_к = \frac{dM_э}{dn_\alpha} \quad и \quad dn_\alpha = \frac{d\mathbf{W}_\alpha}{h\nu}.$$

Подставляя полученное значение коэффициента пропорциональности скоростей поглощения лучистой энергии и протекания фотохимической реакции в уравнение (3-33), получим:

$$\frac{dM_э}{dt} = \frac{\eta_к}{h\nu} \mathbf{F}_\lambda (1 - e^{-mcl}), \qquad (3\text{-}37)$$

где $\eta_к$ — квантовый выход фотореакции;

$\mathbf{F}_\lambda$ — поток однородного излучения, упавшего на реагирующее вещество;

m — молекулярный показатель поглощения;

l — длина пути луча в веществе;

c — концентрация молекул реагирующего вещества.

Полученное уравнение, написанное для единицы объема реагирующего вещества, будет:

$$-\frac{dc}{dt} = \frac{\eta_к}{h\nu} \mathbf{E}_\lambda (1 - e^{-mc}), \qquad (3\text{-}37а)$$

так как для единицы объема вещества площадь облучаемой поверхности $S = 1$ и длина пути луча $l = 1$. Разделяя переменные, интегрируем полученное дифференциальное уравнение:

$$\int_{c_0}^{c_t} \frac{dc}{1 - e^{-mc}} = -\frac{\eta_к}{h\nu} \int_{t_0}^{t} \mathbf{E}_\lambda \, dt.$$

При большой концентрации вещества, когда mc велико, значение $e^{-mc} \approx 0$ и кинетическое уравнение фотохимической реакции примет известный вид уравнения Бунзена — Роско:

$$-\Delta c = \frac{\eta_к}{h\nu} \mathbf{E}_\lambda t, \qquad (3\text{-}38)$$

где $-\Delta c$ — уменьшение концентрации числа молекул реагирующего вещества за время t.

При малой концентрации вещества и слабом поглощении потока ($mc \leqslant 0{,}1$) кинетическое уравнение реакции можно решить, разлагая в ряд выражение e^{mc}:

$$e^{mc} = 1 + mc + \frac{m^2c^2}{2!} + \frac{m^3c^3}{3!} + \ldots$$

Вследствие малого значения mc можно ограничиться двумя первыми членами сходящегося ряда и принять

$$1 - e^{-mc} \approx 1 - \frac{1}{1 + mc} \approx mc.$$

В этом случае решение кинетического уравнения реакции

$$\frac{dc}{dt} = -amc\mathbf{E}_\lambda. \qquad (3\text{-}37б)$$

будет:

$$\ln \frac{c_t}{c_0} = -amE_\lambda t,$$

или

$$c_t = c_0 e^{-amE_\lambda t}, \tag{3-39}$$

где c_0 — начальная концентрация исходного вещества реакции;

c_t — концентрация вещества через t *сек*;

$a = \frac{n_\lambda}{h\nu}$ — коэффициент, определяющий эффективность реакции;

E_λ — плотность однородного облучения реагирующего вещества.

Нетрудно видеть, что концентрация продуктов реакции определится как

$$c_э = c_0 - c_t = c_0 (1 - e^{-amE_\lambda t}). \tag{3-40}$$

Скорость течения фотохимических реакций в газах и растворах определяется законом действия масс, согласно которому скорость химической реакции пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ.

Так, например, скорость реакции образования иодистого водорода $H_2 + J_2 = 2HJ$ определится как

$$v = \frac{dc_{HJ}}{dt} = kc_{H_2} c_{J_2},$$

где k — коэффициент пропорциональности, называемый постоянной скорости данной реакции;

c_{HJ}, c_{H_2}, c_{J_2} — концентрация продукта и исходных веществ реакции.

Нетрудно видеть, что *постоянная скорости химической реакции k* численно равна скорости при единичных концентрациях исходных веществ.

Скорость реакции, определяемой встречей трех молекул, например $2NO + Cl_2 = 2N_0Cl$, определится согласно закону действующих масс:

$$v = \frac{dc_{N_0Cl}}{dt} = kc_{NO}\, c_{NO}\, c_{Cl_2} = kc^2_{NO}\, c_{Cl_2}.$$

Рассмотрим фотохимическую реакцию между молекулами A и B, протекающую по следующей схеме:

1) фотоактивация $A + h\nu \rightarrow A^*$;
2) фотолюминесценция $A^* \rightarrow A + h\nu$;
3) фотосоединение $A^* + B \rightarrow AB$.

Из приведенной схемы можно видеть, что часть возбужденных молекул A^* люминесцирует, а остальная часть, соединяясь с молекулами B, образует новое вещество — AB. Согласно закону действующих масс скорости каждого этапа реакции можно определить следующими равенствами:

1) скорость появления активированных молекул A^*

$$\frac{dc_{A^*}}{dt} = ac_A \mathbf{E}_\lambda;$$

2) скорость исчезновения активированных молекул A^* в процессе фотолюминесценции

$$\frac{dc_{A^*}}{dt} = k_1 c_{A^*};$$

3) скорость появления молекул продукта реакции AB

$$\frac{dc_{AB}}{dt} = k_2 c_{A^*} c_B,$$

где a — постоянная скорости первичной реакции — скорости эффективного поглощения фотонов;

k_1 и k_2 — постоянные скоростей вторичных реакций: дезактивации молекул A^* излучением и появления молекул AB продукта реакции.

Вследствие того, что длительность пребывания молекул в возбужденном состоянии очень невелика, можно считать, что в фотохимических реакциях очень быстро устанавливаются стационарные (соответствующие плотности облучения) концентрации атомов и радикалов. Доказательством этого служит опыт, показывающий, что фотохимическая реакция прекращается мгновенно после прекращения облучения.

Согласно этому положению следует считать равными скорости возникновения и уничтожения возбужденных молекул A^*:

$$ac_A \mathbf{E}_\lambda = k_1 c_{A^*} + k_2 c_{A^*} c_B,$$

откуда найдем:

$$c_{A^*} = \frac{ac_A \mathbf{E}_\lambda}{k_1 + k_2 c_B}.$$

Подставляя полученное равенство в третье уравнение, найдем скорость реакции возникновения продукта AB:

$$\frac{dc_{AB}}{dt} = \frac{ak_2 \mathbf{E}_\lambda c_A c_B}{k_1 + k_2 c_B}. \qquad (3\text{-}41)$$

Скорость исследованной реакции прямо пропорциональна плотности облучения $\mathbf{E}_\lambda$, зависит от концентрации исходных продуктов c_A и c_B и постоянных a, k_1 и k_2. Приведенный пример показывает, что и в сложных реакциях возможна пропорциональная зависимость выхода продукции от количества облучения. Однако эта зависимость (закон Бунзена — Роско) не всегда выполняется. В частности, скорость реакций, в которых начальная фаза является диссоциацией двухатомной молекулы исход-

ного однородного вещества, пропорциональна плотности облучения в степени $^1/_2$, например реакция образования HBr из Br_2 и H_2, начинающаяся с фотораспада молекулы.

Большой интерес представляют *обратимые фотохимические реакции*, в которых продукты реакции в силу каких-либо причин, часто вновь преобразуются в исходные вещества. Типичным примером обратимой реакции является фотораспад светочувствительного вещества в сетчатой оболочке глаза (см. § 1-27). Как показывает опыт, наряду с распадом молекул родопсина и иодопсина при поглощении ими световых фотонов происходит процесс восстановления.

Скорость любой обратимой фотохимической реакции определится разностью скоростей прямой (световой) и обратной (темновой) реакций. Определяя для условий малой концентрации светочувствительного вещества скорость прямой реакции согласно уравнению (3-37б), получим кинетическое уравнение обратимой реакции:

$$\frac{dc_2}{dt} = \alpha m \mathrm{E} c_1 - kc_2, \tag{3-42}$$

где a и k — постоянные скоростей световой и темновой реакций;

c_1 и c_2 — концентрации исходного вещества и продукта реакции;

m — молекулярный показатель поглощения излучения.

Первый член кинетического уравнения обратимой реакции определяет скорость роста продукта реакции, а второй — скорость его убывания в результате восстановления исходного продукта.

Скорость прямой реакции уменьшается по мере ее длительности вследствие снижения концентрации исходного вещества c_1. Наряду с этим увеличивается скорость обратной реакции восстановления, так как с увеличением времени растет концентрация продукта реакции (рис. 3-31). В тот момент, когда скорости первичной и вторичной реакций сравниваются, устанавливается *состояние равновесия*. Нетрудно видеть, что после достижения равновесия концентрации исходного вещества и продукта реакции будут постоянными при постоян-



Рис. 3-31.

стве плотности облучения. Это состояние равновесия можно определить из условия $\frac{dc_2}{dt}=0$, следовательно

$$am\mathbf{E}c_1=kc_2,$$

откуда

$$c_2=\frac{a}{k}\,m\mathbf{E}c_1.$$

Подставляя полученное значение концентрации продуктов реакции в уравнение $c_0=c_1+c_2$, где c_0 — начальная концентрация исходного вещества, получим:

$$\left.\begin{aligned} c_1&=\frac{c_0k}{am\mathrm{E}+k};\\ c_2&=\frac{am\mathrm{E}c_0}{am\mathrm{E}+k}.\end{aligned}\right\}\qquad(3\text{-}43)$$

Полученные уравнения определяют установившиеся значения концентрации исходных веществ и продуктов реакции. Из этих уравнений можно видеть, что увеличение плотности облучения реагирующего вещества смещает точку равновесия в сторону снижения концентрации исходного вещества, следовательно в сторону увеличения концентрации продукта реакции. Для вещества с большим показателем поглощения точку равновесия можно определить, пользуясь уравнением (3-37а), согласно которому скорость прямой реакции пропорциональна поглощенному потоку; следовательно,

$$\frac{dc_2}{dt}=a\mathbf{E}\left(1-e^{-mc_1}\right)-kc_2,\qquad(3\text{-}44)$$

откуда концентрации в состоянии равновесия будут:

$$\left.\begin{aligned} c_2&=\frac{a}{k}\,\mathbf{E}\left(1-e^{-mc_1}\right);\\ c_1&=c_0-\frac{a}{k}\,\mathbf{E}\left(1-e^{-mc_1}\right).\end{aligned}\right\}\qquad(3\text{-}45)$$

Исследование зависимости концентрации продукта обратимой реакции в функции времени при неустановившемся режиме требует интегрирования дифференциального кинетического уравнения. Рассмотрим эту зависимость для мономолекулярной [1] фотохимической обратимой реакции в веществе с малым показателем поглощения. Для этой цели решим кинетическое уравнение (2-34)

[1] Мономолекулярными реакциями принято называть реакции, в элементарных процессах которых участвует лишь одна молекула исходного вещества, в результате чего скорость таких реакций пропорциональна концентрации исходного вещества.

реакции относительно c_2:

$$\frac{dc_2}{dt} - am\mathrm{E}c_1 + kc_2 = 0,$$

или

$$\frac{dc_2}{dt} + c_2(am\mathrm{E} + k) - am\mathrm{E}c_0 = 0.$$

Интегрирование этого уравнения дает:

$$(c_2)_t = \frac{am\mathrm{E}c_0}{am\mathrm{E} + k}\left[1 - e^{-(am\mathrm{E}+k)\,t}\right], \qquad (3\text{-}46)$$

где $(c_2)_t$ — мгновенное значение концентрации продукта реакции для времени t от начала облучения.

В заключение рассмотрения кинетики фотохимических реакций следует исследовать влияние температуры на скорость. Как показывают опыты, для большинства фотохимических реакций скорость очень незначительно зависит от температуры. Эта отличительная черта фотохимических реакций объясняется тем, что электронное возбуждение молекулы, являющееся начальным актом любой фотохимической реакции, определяет высокую концентрацию энергии, которой соответствуют колебательные уровни при температуре в несколько десятков тысяч градусов. Вследствие этого увеличение температуры на несколько десятков и даже сотен градусов приводит к очень незначительному изменению энергии возбужденной молекулы. Значительное влияние температуры на скорость фотохимических реакций может наблюдаться лишь через изменение скорости вторичных чисто химических процессов.

3-17. Фотографическое действие света

Наиболее широкое применение преобразования лучистой энергии в химическую нашло в фотографической технике. В современных фотографических эмульсиях в качестве светочувствительного вещества применяют галоидные соли серебра AgBr, AgJ и AgCl. Структура всех трех перечисленных соединений ионно-кристаллическая, причем во всех случаях положительным ионом является Ag^+ и отрицательным — ион галоида. Принцип построения ионного кристалла галоидных солей серебра рассмотрим на примере AgBr. Образование молекулы бромистого серебра происходит в результате отдачи атомом Ag единственного валентного электрона $5s'$, располагающегося в атоме металлического серебра во внешнем пятом слое на подуровне s. Атом Br, имеющий семь валентных электронов $4s^2$ и $4p^5$ во внешнем — четвертом слое на подуровнях s и p, захватывает электрон от атома Ag. В результате такой передачи электрона образуется устойчивое соединение ионов Ag^+ и Br^-.

Описанная схема образования AgBr является общей для всех перечисленных соединений, так как J и Cl, так же как и Br, имеют по семи валентных электронов. Как уже было показано на примере щелочногалоидной соли NaBr (см. § 3-13), облучение ионных кристаллов галоидных солей приводит к фоторас-

паду. Непосредственный фотораспад галоидных солей серебра в результате облучения фотографической эмульсии наблюдается лишь при очень больших значениях количества облучения. Малые значения количества облучения, при которых обычно протекают фотографические процессы, вызывают появление лишь только *скрытого фотографического изображения,* возникающего в отдельных светочувствительных зернах фотографической эмульсии. Фотографическая эмульсия представляет собой высохший на подложке слой желатины, внутри которого включены микрокристаллы AgBr или других галоидных солей серебра, называемые светочувствительными (эмульсионными) зернами [1].

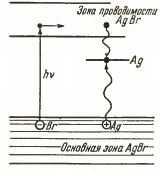


Рис. 3-32.

Скрытое фотографическое изображение становится видным лишь после обработки фотографической эмульсии проявителем. Процесс проявления скрытого изображения является чисто химическим процессом избирательного восстановления металлического серебра. Избирательность этого процесса характеризуется тем, что восстановлению преимущественно подвергаются те зерна эмульсии, которые поглотили фотоны действующего на нее света. Скорость восстановления металлического серебра тем больше, чем большее число фотонов было поглощено эмульсионным зерном.

Теория образования скрытого изображения различает три фазы этого фотохимического процесса.

В первой фазе поглощенный микрокристаллом AgBr фотон выбивает из внешнего электронного слоя иона Br «лишний» электрон и переводит его в зону проводимости кристалла (рис. 3-32), в которой электрон обладает возможностью перемещаться, определяя этим фотоэлектрическую проводимость эмульсии.

Во второй фазе электроны, попавшие в зону проводимости из ионов Br^-, диффундируют на более низкий энергетический уровень деффектных узлов кристаллической решетки (центров светочувствительности) и создают в них объемный электрический заряд.

В третьей фазе ионы Ag^+ из близрасположенных узлов решетки перемещаются по направлению к образовавшемуся в центре светочувствительности отрицательному заряду и, достигая его, получают «недостающий» электрон, в результате чего обращаются в нейтральные атомы Ag.

[1] Число зерен на 1 $см^2$ эмульсионного слоя очень велико (10^8—10^{10} $см^{-2}$), причем оно уменьшается, а размер каждого зерна увеличивается по мере повышения чувствительности фотографической эмульсии.

В результате накопления в центрах светочувствительности атомов серебра эти участки фотоэмульсии обращаются в центры скрытого фотографического изображения. Природа центров светочувствительности в настоящее время окончательно не установлена, но имеются все основания предполагать, что этими центрами являются нейтральные атомы Ag, расположенные в некоторых узлах решетки [1]. Переход свободных электронов из зоны проводимости в центры скрытого изображения осуществляется самопроизвольно вследствие того, что основной энергетический уровень Ag лежит ниже зоны проводимости кристалла AgBr (рис. 3-32).

Как показывает опыт, в процессе фотографического действия света в центры скрытого изображения перемещается незначительное число атомов Ag из общего числа ионов Ag^+ кристалла, вследствие чего скрытое изображение невидимо. В восстановительном процессе проявляния скрытого изображения атомы Ag служат катализатором, способствующим ускорению процесса восстановления металлического серебра в зонах, прилежащих к центру скрытого изображения. Как показали расчеты В. И. Шеберстова [Л. 75], химическая энергия проявления скрытого изображения на несколько порядков больше энергии его образования, что определяется восстановлением в процессе проявления значительно большего числа ионов Ag^+ по сравнению с числом атомов Ag скрытого изображения. Эти расчеты показывают, что при отсутствии проявления для образования видимого изображения необходимо очень большое количество облучения светочувствительного материала, в миллиарды раз превышающие экспозиции, применяемые в фотографии.

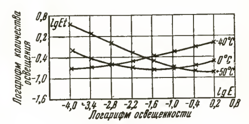


Рис. 3-33.

Приведенная схема механизмов элементарных процессов фотохимического действия излучения позволяет объяснить отклонение хода течения этих процессов от закона взаимозаместимости (см. § 3-14). Как показали многочисленные экспериментальные исследования, закон Бунзена — Роско нарушается при фотографическом действии малых и больших значений освещенности (рис. 3-33). На этом рисунке приведены кривые зависимости количества освещения фотографической эмульсии, вызывающего

[1] Некоторые авторы предполагают, что центрами светочувствительности являются микрокристаллики AgS, располагающиеся также в дефектных узлах решетки AgBr.

одинаковую оптическую плотность проявленного изображения в функции $\lg E$. Уменьшение эффективности действия излучения при больших значениях E и малых t, характеризуемое ростом количества освещения для обеспечения $D=\mathrm{const}$, определяется недостаточной скоростью продвижения ионов Ag^+ к центрам скрытого изображения по сравнению со скоростью возникновения свободных электронов. Наличие в этих центрах большого числа электронов вследствие недостаточной скорости диффундирования ионов Ag^+ к центрам скрытого изображения создает значительный объемный заряд, препятствующий дальнейшему переходу свободных электронов из зоны проводимости на уровень Ag. В результате задержки перехода свободных электронов в центры светочувствительности часть электронов из зоны проводимости переходит в основную зону, рекомбинируя с атомами галоида.

При малой скорости возникновения свободных электронов (малые значения E) также наблюдается снижение эффективности фотографического действия излучения, что объясняется возвращением в зону проводимости электронов из центров скрытого изображения в результате соударений второго рода. Такие переходы возможны потому, что в ранних стадиях образования скрытого изображения (при малом числе атомов Ag) оно недостаточно устойчиво и способно отдавать электроны в результате действия внешних причин, например теплового колебания.

Для установления энергетических соотношений фотораспада AgBr воспользуемся уравнением (3-36а), составленным для реакции фотораспада NaCl (см. § 3-15):

$$h\nu = W_{кр} + W_э - W_и.$$

Для кристаллов бромистого серебра имеем:

$$W_{кр} \geqslant 210 \ \ ккал \cdot моль^{-1}; \ W_э = 81 \ ккал \cdot моль^{-1};$$
$$W_и = 177 \ ккал \cdot моль^{-1}.$$

В соответствии с этими данными минимальная энергия фотона, могущего произвести работу распада AgBr, должна быть $h\nu = 144$ *ккал·моль*$^{-1}$, что соответствует длине волны излучения $\lambda \approx 0{,}25$ *мк* [см. уравнение (3-35)]. Как показывает опыт, способностью вызывать фотографическое действие обладают излучения с длинами волн, значительно бо́льшими. Несовпадение теоретического расчета с опытом определяется тем, что часть недостающей энергии процесса образования скрытого изображения покрывается за счет теплоты сублимации металлического серебра $W_с = 66$ *ккал·моль*$^{-1}$.

С учетом указанной поправки минимальная энергия эффективного фотона должна быть $h\nu \geqslant 48$ *ккал·моль*$^{-1}$, или

$\lambda \leqslant 0{,}59$ *мк*, что в первом приближении соответствует опытным данным $\lambda \leqslant 0{,}55$ *мк*.

Попытки рассчитать длинноволновую границу фотографического действия по величине энергии электронного сродства атома брома $W_э = 81$ *ккал* $\times$ $\times$ *моль*$^{-1}$, которую необходимо сообщить иону Br^- для отрыва от него одного электрона и перевода его в зону проводимости кристалла $AgBr$, также приводят к несовпаданию с опытными данными по определению длинноволновой границы внутреннего фотоэффекта в кристалле $AgBr$, равной $\lambda = 0{,}55$ *мк*.

Можно предполагать, что это расхождение определяется тем, что рассмотренная энергетическая схема процесса слишком упрощена. В частности, расположение иона Br^- в сильном поле смежных положительных ионов Ag^+ должно привести к уменьшению энергии, необходимой для отрыва электрона от иона Br^-, что и наблюдается в опытах.

Следует дополнительно указать на выделение энергии в процессе рекомбинации атомов брома в молекулы после распада кристаллов $AgBr$, численно равное 23 *ккал* на 1 грамм-атом. Эту энергию также следует учитывать в энергетическом балансе всех фотохимических преобразований $AgBr$. Подтверждением того, что энергия активации фотографического действия излучения значительно меньше расчетных величин, может служить возможность сенсибилизации фотографической эмульсии до $\lambda = 1{,}35$ *мк*, что соответствует энергии активации $W_a = 21$ *ккал · моль*$^{-1}$. Расчет энергии активации, исходя из величины температурного коэффициента скорости темнового образования металлического серебра при нагревании фотографической эмульсии, дает $W_a = 15$ *ккал · моль*$^{-1}$, что соответствует граничной длине волны $\lambda = 1{,}9$ *мк*. Таким образом, в соответствии с приведенными опытными данными следует признать энергию активации фотографического действия излучения равной 15—20 *ккал · моль*$^{-1}$, что соответствует граничной длине волны $\lambda = 1{,}5$—$1{,}9$ *мк*. Практически длинноволновая граница спектральной чувствительности несенсибилизированной бромо-серебряной фотографической эмульсии лежит в области длин волн $\lambda \leqslant 0{,}52$ *мк*. Чувствительность фотографической эмульсии к излучениям с $\lambda > 0{,}52$ *мк* очень незначительна, однако методом сенсибилизации она может быть доведена до величины, соизмеримой с собственной чувствительностью $AgBr$.

Для выбора количественной характеристики чувствительности фотографических материалов принято определять эффект фотографического действия света оптической плотностью проявленного изображения. Выбор этой меры фотографического действия света определяется тем, что рост концентрации молекул металлического серебра в эмульсии после проявления скрытого изображения приводит к повышению оптической плотности [см. уравнение (2-106)].

Зависимость оптической плотности от логарифма количества освещения (рис. 3-34) принято называть *характеристической кривой фотографического материала.* Характеристическая кривая любого фотографического материала имеет три зоны:

а) *Зона недодержек а—б*, в которой проявленная эмульсия очень прозрачна, т. е. имеет малую оптическую плотность, незначительно превышающую оптическую плотность вуали[1] D_0. В этой

[1] Фотографической вуалью принято называть потемнение фотографической эмульсии после проявления без предварительного облучения.

зоне контраст проявленного изображения очень невелик, что определяется малым относительным приростом оптической плотности $\frac{\Delta D}{D}$ при большом относительном увеличении количества освещения $\frac{\Delta \lg Et}{\lg Et}$.

б) *Рабочая зона б—в*, в которой имеет место пропорциональное изменение оптической плотности и количества освещения.

в) *Зона передержек в—г*, в которой контраст проявленного изображения так же мал, как и в зоне недодержек, но в отличие от этой зоны оптическая плотность очень велика. Малый контраст проявленного изображения в этой зоне определяется значительным снижением вероятности встречи фотонов с ионами Br^- вследствие уменьшения их концентрации. Тангенс угла наклона рабочей части характеристической кривой принято называть *коэффициентом контрастности* фотографической эмульсии ($\gamma = \operatorname{tg} \alpha$), так как с увеличением его величины увеличивается прирост оптической плотности при одинаковом увеличении количества освещения[1]. *Фотографическая широта* эмульсии определяется разностью значений $\lg Et$, соответствующих концам рабочей зоны (точки *б* и *в*). Наиболее важными характеристиками фотографического материала являются его чувствительности: интегральная и спектральная. Интегральную чувствительность фотографических материалов принято определять для стандартного излучения с цветовой температурой $T_ц = 5\,000°$ K по характеристической кривой. Согласно ГОСТ 2817-50 минимальное количество освещения (минимальная фотографическая экспозиция) определяется по различию оптической плотности полученного изображения и оптической плотности вуали на величину

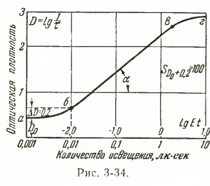


Рис. 3-34.

$$\Delta D = D - D_0 = 0,2.$$

Это различие оптических плотностей обеспечивает уверенное различение глазом изображения с плотностью $D_0 + 0,2$ на фоне вуали. Интегральная чувствительность фотографического материала определяется при этом величиной, обратной минимальному количеству освещения, обеспечивающему оптическую плотность

[1] В зависимости от величины коэффициента контрастности различают эмульсии: контрастные ($\gamma = 1,5$—$2,0$), нормальные ($\gamma = 1,0$—$1,5$) и мягкие ($\gamma < 1,0$).

изображения, превышающую плотность вуали на $\Delta D = 0{,}2$ (рис. 3-34):

$$S_{гост} = \frac{1}{(Et)_{D_0+0,2}}. \qquad (3\text{-}47)$$

Спектральную чувствительность фотографического материала принято характеризовать величиной, обратной количеству освещения однородного излучения, вызывающей вполне определенную (обычно $D = D_0 + 0{,}2$) оптическую плотность проявленного изображения. В большинстве случаев пользуются относительной

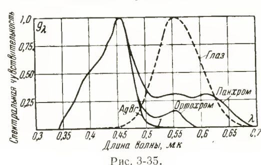


Рис. 3-35.

спектральной чувствительностью по отношению к максимальному ее значению (рис. 3-35):

$$K_\lambda = \frac{S_\lambda}{(S_\lambda)_{макс}},$$

где S_λ — спектральная чувствительность к излучению с длиной волны λ, $лм^{-1} \cdot сек^{-1} \cdot м^{-2}$ или $вт^{-1} \cdot сек^{-1} \cdot м^{-2}$;

$(S_\lambda)_{макс}$ — максимальная спектральная чувствительность в тех же единицах;

K_λ — относительная спектральная чувствительность.

Как уже указывалось при рассмотрении энергетики элементарного процесса, бромистое серебро светочувствительно лишь к излучениям с длинами волн $\lambda \leqslant 0{,}55$ *мк*.

Спектральная чувствительность бромо-серебряной фотографической эмульсии незначительна в зоне 0,50—0,55 *мк* и резко падает в зоне 0,45—0,5 *мк* (рис. 3-35), что приводит к неправильному фотографическому воспроизведению яркостей цветных объектов. Для исправления этого недостатка фотографических материалов применяют их *сенсибилизацию*.

В 1873 г. Фогелем была экспериментально доказана возможность расширения спектральной чувствительности в область спектра с $\lambda > 0{,}55$ *мк* путем введения в фотографическую эмульсию веществ, поглощающих излучения в зоне с $\lambda > 0{,}55$ *мк* и вызывающих в виде вторичных процессов распад кристаллов броми-

стого серебра. Эти вещества были названы *оптическими сенсибилизаторами*, а процесс очувствления фотографических эмульсий к зеленым, желтым, красным и инфракрасным лучам спектра — *оптической сенсибилизацией* фотографических материалов. Оптическая сенсибилизация осуществляется введением в состав фотографических эмульсий в процессе их изготовления красителей, обладающих полосой поглощения в той области спектра, в которой очувствляется фотографическая эмульсия. Обязательным условием подбора сенсибилизирующих красителей является расположение основного энергетического уровня сенсибилизирующего вещества в запретной зоне кристалла AgBr (рис. 3-36). Молекула сенсибилизатора, поглощая фотон, возбуждается и переходит с основного энергетического уровня *а — а* в новое электронное состояние — на уровень *б — б*.

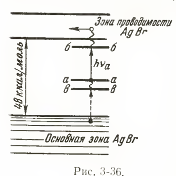


Рис. 3-36.

Согласно соображениям, высказанным акад. А. Н. Терениным [Л. 70], дополнительное участие тепловой энергии кристалла в сенсибилизированном фотографическом процессе позволяет считать, что уровень *б — б* электронного возбуждения молекулы сенсибилизатора расположен не в зоне проводимости, а вблизи от ее нижней границы [1]. За счет энергии теплового движения электрон возбужденной молекулы переходит с уровня *б — б* в зону проводимости кристалла. Электроны из зоны проводимости согласно ранее изложенной схеме улавливаются центрами светочувствительности, и далее процесс образования скрытого изображения протекает так же, как и в несенсибилизированной эмульсии.

Как показывает опыт, в процессе фотографического действия излучения каждая молекула сенсибилизатора может являться источником возникновения не одного, а нескольких свободных электронов. Для выполнения этой функции молекула сенсибилизатора должна регенерироваться после каждой отдачи электрона в зону проводимости путем заимствования взамен отданного электрона нового электрона из основной зоны кристалла.

Согласно гипотезе Герни и Мотта [Л. 76] условия передачи электрона молекуле сенсибилизатора из основной зоны кристалла определяются взаимодействием катиона сенсибилизатора с ближайшими узлами кристаллической решетки AgBr. Избыточные положительные заряды молекул сенсибилизатора отталкивают соседние катионы Ag^+, которые диффундируют внутрь кристалла. По этой причине вблизи каждого катиона прореагировавшей молекулы сенсибилизатора в решетке создается пустой узел, освобожденный ушедшим Ag^+ (рис. 3-37). Не испытывая притяжения последнего, электроны

[1] Гипотеза Герни и Мотта [Л.76] о передаче энергии поглощенного фотона кристаллу Ag Br через электрон предусматривала необходимость расположения уровня возбуждения молекулы сенсибилизатора внутри зоны проводимости, что не подтверждено опытами.

соседних с пустым узлом анионов Br^- оказываются менее связанными с кристаллом; следовательно, занятый им энергетический уровень поднимется в запретную зону *в—в*. Если этот уровень располагается вблизи к основному уровню молекулы сенсибилизатора, возможен переход электрона на внешний электронный слой молекулы сенсибилизатора. Этот переход может быть самопроизвольным, если уровень *в—в* будет выше уровня *а—а*, или вынужденным — при обратном соотношении уровней (рис. 3-36).

В качестве сенсибилизирующего вещества применяют органические красители, позволяющие расширить зону чувствительности специальных сортов фотографических эмульсий, предназначенных для фотографирования на сверхдальних расстояниях[1] и в темноте, до $\lambda = 1{,}35$ *мк*. Как можно судить по энергетическим соотношениям, рассмотренным нами ранее, эта длина волны не является пределом.

Современные негативные фотографические материалы, применяемые в практике кино- и фотосъемок, сенсибилизированы до $\lambda = 0{,}58$ *мк* — ортохроматические эмульсии или до $\lambda = 0{,}75$ *мк* — панхроматические эмульсии (рис. 3-35). Такая сенсибилизация негативных фотографических материалов обеспечивает возможность правильной передачи яркости цветных объектов при применении исправляющих светофильтров. Возможность сенсибилизации фотографической эмульсии в любой зоне видимого спектра создала условия для развития цветной фотографии и цветного кино.



Рис. 3-37.

Вследствие того, что большинство фотографических материалов предназначено для воспроизведения картины, видимой глазом, исходными величинами и единицами при расчете фотографического действия приняты световые величины и их единицы. Различие спектральных кривых заставляет при расчетах условий освещения объекта фотографической съемки учитывать фотоактиничность излучения (см. § 1-25). Относительная фотоактиничность любой эмульсии по сравнению со стандартным излучением с цветной температурой $T_ц = 5\,000°$ К позволяет определить по характеристической кривой заданного фотоматериала необходимое количество освещения:

$$Et = aE_0t, \tag{3-48}$$

где a — относительная фотоактиничность заданного излучения;
E_0t — количество освещения, необходимое для создания заданной оптической плотности при освещении фотоматериала эталонным (стандартным) источником света.

[1] При фотографировании на больших расстояниях (несколько километров) применение эмульсии, очувствленной к инфракрасным излучениям, позволяет уменьшить рассеяние, вызывающее вуалирование.

ФОТОБИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

3-18. Фотобиологические процессы и их особенности

Издавна известно действие излучения на человека, животных, микроорганизмы и растения. Эти *действия излучения*, называемые *фотобиологическими*, несмотря на большое их разнообразие, имеют общую основу. Общими для всех процессов фотобиологического действия излучения являются фотохимические реакции, протекающие в белковых веществах клеток в результате поглощения ими излучения. Большинство химических превращений в живом организме происходит с непосредственным участием ферментов (тел белковой природы), играющих большую роль в обмене веществ. Процесс обмена веществ, непрерывно происходящий в белковых веществах живого организма, отличает живую природу от «неживой». Это положение с исчерпывающей полнотой было сформулировано Ф. Энгельсом в следующих словах: «Жизнь — это способ существования белковых тел, существенным моментом которого является постоянный обмен веществ с окружающей их внешней природой, причем с прекращением этого обмена веществ прекращается и жизнь, что приводит к разложению белка» [1].

Высокой биологической активностью обладают ультрафиолетовые излучения с квантами большой энергии, способными изменить химическую структуру отдельных клеток и тканей [2]. Как показывает опыт, биологическое действие ультрафиолетового излучения может быть качественно различным в зависимости от величины кванта излучения, плотности облучения и времени действия.

Достаточно большие дозы коротковолнового ультрафиолетового излучения могут вызвать невосстановимые изменения структуры протоплазмы и ядер клеток в результате коагуляции (свертывания) белкового вещества. Такие изменения приводят к разрушению клеток и отмиранию живой ткани. Характерным примером этого является *бактерицидное действие излучения*.

Поглощение излучения белковыми коллоидами протоплазмы клеток ткани приводит к расщеплению молекул белка и образованию новых веществ. Образовавшиеся продукты (гистамин, витамин D и др.) являются биологически активными веществами. Распространяясь по организму диффузией или по путям циркуляции жидкостей, эти образовавшиеся активные вещества вызывают общефизиологические сдвиги тонизирующего и терапевтического характера. Кроме *тонизирующего, терапевтического* и бак-

---

[1] Ф. Энгельс, Диалектика природы, Госполитиздат, 1950, стр. 244.

[2] В фототерапии применяют также видимые и инфракрасные излучения, способствующие рассасыванию воспалительных процессов путем теплового действия на глубинные слои живой ткани.

терицидного *действий* излучения, огромное значение для организма человека и животных имеет *процесс возникновения ощущения* в результате поглощения излучения специализированными клетками светочувствительного вещества.

Процесс возникновения у человека ощущений внешнего мира в результате поглощения видимых излучений является очень сложным процессом, связанным с сознанием человека. По определению В. И. Ленина «Ощущение ... есть превращение энергии внешнего раздражения в факт сознания» [1].

Таким образом, общий комплекс фотобиологических действий излучения можно разделить на три следующие группы:

а) разрушающее действие излучения, например бактерицидное;

б) тонизирующее и терапевтическое действие, например антирахитное и эритемное;

в) психофизиологическое действие, определяющее возникновение ощущений и представлений внешнего окружающего мира.

Соотношение между мерой реакции организма и физическими параметрами излучения определяется тем, что основой всех фотобиологических процессов является фотохимическая реакция. Наиболее простым это соотношение бывает в том случае, когда реакция организма на поглощение излучения ограничивается одной клеткой или небольшой группой клеток (бактерицидное действие). В этом случае мерой фотобиологического действия излучения может служить число распавшихся молекул белка или число эффективно поглощенных фотонов. Из этого следует, что эта простейшая разновидность фотобиологического действия излучения должна подчиняться закону Бунзена — Роско (см. § 3-14). Результаты экспериментального исследования бактерицидного действия излучения вполне подтверждают это предположение.

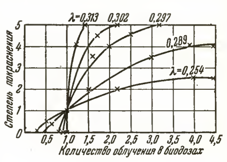


Рис. 3-38.

Включение в процесс фотобиологического действия нервнорефлекторных реакций значительно усложняет зависимость меры действия излучения от его физических параметров. Так, например, наблюдается существенное нарушение закона Бузена — Роско для эритемного действия излучения. Приведенные на рис. 3-38 кривые эритемного действия излучения в зависимости

[1] В. И. Ленин, Соч., т. 14, стр. 39.

от количества облучения наглядно иллюстрируют это. Несмотря на указанное нарушение закона Бунзена — Роско, в практике учета тонизирующего и терапевтического действия излучения принято считать количество облучения основной величиной, характеризующей эффект действия.

Минимальное количество облучения, при котором впервые возникает реакция организма, принято называть *пороговой дозой облучения* (*биодоза*). Очень часто в клинической практике эффект биологического действия излучения определяют числом пороговых доз облучения, однако этот способ количественной характеристики действия излучения следует признать ориентировочным, потому что закон Бунзена — Роско можно применять без существенных погрешностей лишь на малых интервалах изменения количества облучения.

Теоретическое обоснование количественной закономерности между зрительным ощущением и физическими параметрами излучения очень затруднительно в силу сложности формирования этого процесса вследствие участия в нем сознания человека. Дополнительным осложнением количественного учета зрительного ощущения является очень широкий диапазон изменения времени наблюдения (от тысячных долей секунды до нескольких минут) и яркости наблюдаемого излучения (от 10^{-5} до 10^7 *нт*). Учитывая сложность зрительного процесса, в практике осветительной техники принято устанавливать зависимость уровня зрительного ощущения от яркости поля зрения на основе экспериментальных данных, как правило полученных лишь на ограниченном интервале вариации яркости (см. § 1-39).

Особое значение в общем комплексе биологических действий излучения занимает *фотосинтез* органических соединений (углеводов и жиров) из неорганических веществ, протекающий в облучаемых листьях растений, содержащих *хлорофилл* [1]. Особенность этого процесса определяется тем, что он является единственным фотобиологическим процессом, в котором происходит преобразование неорганических веществ (углекислого газа CO_2 и воды H_2O) в органические продукты роста растений. Как показывает опыт, обязательным условием такого синтеза органических веществ является взаимодействие излучения с хлорофиллом. Великий русский ученый К. А. Тимирязев (1843—1920), впервые научно обосновавший роль хлорофилла в процессе фотосинтеза, писал в своей работе «Об усвоении света растением», представленной им на соискание степени доктора наук: «...Зерно хлорофилла — исходная точка всякого органического движения, всего того, что мы разумеем под словом жизнь» [Л. 77].

---

[1] Хлорофиллом принято называть зеленый пигмент, находящийся в листьях растений и являющийся катализатором фотосинтеза.

3-19. Фотосинтез

В 1772 г. английский химик и философ Дж. Пристли (1733—1804) впервые опубликовал результаты своих исследований процесса усвоения растением углекислоты и воды, образования из них органических веществ, обеспечивающих рост растений, и выделения в атмосферу свободного кислорода. Этот процесс впоследствии был назван фотосинтезом. Фотосинтез интересовал очень многих ученых, однако его сложность привела к тому, что лишь только примерно через 100 лет проф. К. А. Тимирязев на основе серии очень точных опытов и теоретических обобщений установил механизм этого процесса, сформулировав роль хлорофилла в фотосинтезе органических продуктов. К моменту начала работ К. А. Тимирязева над проблемой фотосинтеза было известно, что зеленые растения осуществляют синтез органических веществ из воды и углекислоты, используя энергию солнечного света (Ю. Майер, 1845 г.), а также, что практически единственным источником углеродного питания растений является углекислый газ воздуха (Ж. Буссенго, 1864 г.).

В одной из своих первых больших работ по фотосинтезу[1] К. А. Тимирязев показывает, что хлорофилл, поглощая лучистую энергию, вступает в окислительно-восстановительную реакцию с CO_2 и H_2O, в результате которой возникают углеводы и свободный кислород, выделяемый растением в окружающую среду. В противовес существовашей в то время неправильной гипотезе о максимальном фотосинтезирующем действии световых излучений (Дрэпер, Сакс, Пфефер), К. А. Тимирязев выдвинул и блестяще доказал положение о наибольшем эффекте фотосинтетического действия тех излучений, которые наиболее активно поглощаются хлорофиллом. Согласно этому положению мерой эффективности фотосинтеза может служить поглощенная хлорофиллом лучистая энергия, а не световая энергия, упавшая на листья растения. Несмотря на то, что схема фотосинтеза, предложенная К. А. Тимирязевым[2], в настоящее время претерпела некоторые изменения, все основные положения его работ, определяющие фотосинтез как процесс окислительно-восстановительного преобразования хлорофилла, воды и углекислого газа, получили в настоящее время блестящие подтверждения. Согласно современным представлениям молекулы холорофилла, возбужденные поглощенными фотонами, вступают во взаимодействие с молекулами воды, которые диссоциируют. Свободный водород H_2 вступает в реакцию с углекислотой CO_2, восстанавливая ее путем вытеснения атома кислорода. Эта реакция протекает через не-

[1] „Спектральный анализ хлорофилла" [Л.77].

[2] По схеме К. А. Тимирязева возбужденные молекулы хлорофилла, взаимодействуя с молекулами CO_2, восстанавливают углерод, который, соединяясь с молекулой H_2O, образует формальдегид CH_2O.

сколько этапов как в процессе переноса водорода хлорофиллом от молекулы H_2O к молекуле CO_2, так и в реакциях преобразования (карбоксилирования) углекислого газа, протекающих перед его восстановлением. Некоторые из этих промежуточных реакций являются фотохимическими, элементарный процесс которых требует поглощения фотона, некоторые же являются темновыми. Таким образом, фотосинтез является сложной многоступенчатой фотохимической реакцией, требующей поглощения нескольких фотонов в процессе образования одного атома свободного кислорода и восстановления одной молекулы углекислого газа. Многоступенчатость элементарного процесса фотосинтеза подтверждается малым значением квантового выхода. Как показали многочисленные опытные наблюдения [Л. 78 и 79], в наиболее благоприятных условиях квантовый выход фотосинтеза не превышает $\eta_к \leqslant 0{,}12$ (рис. 3-39), что позволяет считать наиболее вероятной восьмиквантовую схему элементарного процесса фотосинтеза, в которой необходимо поглощение восьми фотонов для восстановления одной молекулы CO_2 в молекулу формальдегида CH_2O. Последующая полимеризация молекул формальдегида приводит к образованию молекулы исходного углевода $C_6H_{12}O_6$, называемого гексозой. Следовательно, результирующее уравнение фотосинтеза можно написать в следующем виде:

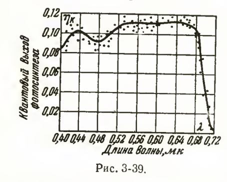


Рис. 3-39.

$$6\,CO_2 + 6H_2O + nh\nu + \text{хлорофилл} \rightarrow C_6H_{12}O_6 + 6O_2 + \text{хлорофилл},$$

где n — число фотонов, поглощенных хлорофиллом, для единичного элементарного процесса фотосинтеза.

Для исследования энергетического баланса фотосинтеза рассмотрим структурную химическую формулу этого процесса:

$$\left.\begin{matrix} O=C=O & H-O-H \\ O=C=O & H-O-H \\ O=C=O & H-O-H \\ O=C=O & H-O-H \\ O=C=O & H-O-H \\ O=C=O & H-O-H \end{matrix}\right\} + 48\ h\nu \rightarrow \left\{\begin{matrix} H \\ | \\ H-C-O \\ | \\ H-C-O \\ | \\ H-C-O \\ | \\ H-C-O \\ | \\ H-C-O \\ | \\ C-O \\ | \\ H \end{matrix}\right. + \begin{matrix} O=O \\ O=O \\ O=O \\ O=O \\ O=O \\ O=O \end{matrix} + \Delta W$$

Прирост энергии системы ΔW определим, пользуясь энергетическим балансом реакции образования гексозы из шести молекул CO_2 и такого же числа молекул H_2O*, составленным на основе структурной формулы фотосинтеза:

$$6 \times 254 + 6 \times 220 = 7 \times 48 + 5 \times 53 + 5 \times 95 + 1 \times 127 + 6 \times 121 + \Delta W,$$

откуда $\Delta W = 915$ *ккал* на 1 моль гексозы.

Увеличение энергии системы, отнесенное к 1 молю углекислого газа, составит одну шестую от ΔW, так как каждая молекула гексозы содержит шесть атомов углерода. Для расчета минимальной энергии фотона, обеспечивающего фотосинтез, необходимо дополнительно учесть энергию стабилизации промежуточных продуктов. Эта энергия, необходимая для предотвращения обратных реакций промежуточных продуктов, примерно равна 80 *ккал* на 1 моль CO_2.

Следовательно, минимальная энергия фотона определится как

$$(h\nu)_{мин} \geqslant \frac{1}{n}\left(\frac{\Delta W}{6} + 80\right) \ ккал \cdot моль^{-1},$$

или, принимая $n = 8$**, получим: $(h\nu)_{мин} \approx 29$ *ккал·моль*$^{-1}$, что соответствует предельно максимальной длине волны $\lambda_m = 0{,}96$ *мк*.

Как показывает опыт (рис. 3-39), фотосинтез практически не возникает при облучении растений потоком с $\lambda \geqslant 0{,}75$ *мк*. Это подтверждается также кривыми спектральной чувствительности основных физиологических процессов, протекающих в растениях (рис. 3-40). Расхождение расчетного и опытного значений предельно максимальной длины волны можно объяснить сложностью фотосинтеза, в котором фотохимическая реакция составляет некоторое звено сложного, далеко не полностью исследованного биологического процесса. Подтверждением этому может служить прекращение фотосинтеза в листе, в котором нарушены внутриклеточные связи путем механического воздействия[1], несмотря на то, что в таком листе сохранились и хлорофилл и ферменты.

Приведенные на рис. 3-40 спектральные кривые основных физиологических функций растений позволяют сделать вывод о зоне спектра, в пределах которой растения наиболее чувствительны к свету. Наличие максимумов эффективности всех основных функций растения в зоне оранжево-красного излучения с длинами волн 0,6—0,67 *мк* позволяет считать эту зону спектра наиболее существенной для нормального развития и роста растений. Этот качественный вывод о ценности отдельных зон спектра не может служить критерием количественной оценки источ-

* Прирост энергии клеток растения получен из расчета следующих значений энергии связи:

O=C=O—254 *ккал·моль*$^{-1}$, H—O—H—220 *ккал·моль*$^{-1}$,
H—C—48 *ккал·моль*$^{-1}$, C—C—53 *ккал·моль*$^{-1}$,
C—O—95 *ккал·моль*$^{-1}$ и O=O—121 *ккал·моль*$^{-1}$.

[1] Например, после того, как срезанный лист прокатать на поверхности стекла стеклянной палочкой.

** Некоторые авторы [Л.80] считают более правильной 12-квантовую схему элементарного процесса фотосинтеза.

ников света по эффективности их действия на растения. Для приближенного решения этого вопроса можно воспользоваться характеристикой поглощения излучения зеленым листом растения. Такую характеристику получил А. Ф. Клешнин [Л. 81] путем

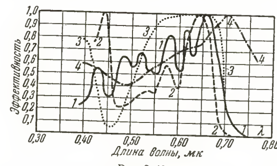


Рис. 3-40.

1 — фотосинтез; *2* — образование хлорофилла; *3* — развитие растения; *4* — размер листа.

усреднения функций спектрального коэффициента поглощения листьями разнообразных растений (рис. 3-41, кривая *1*). Пользуясь этой кривой, можно определить спектральную чувствительность растений, оценивая ее числом эффективно поглощенных

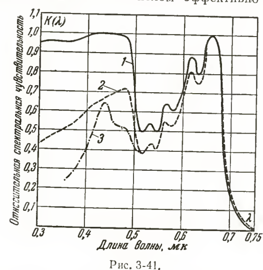


Рис. 3-41.

фотонов на единицу лучистой энергии, падающей на растения. Приняв для излучения $\lambda = 0,66$ *мк* коэффициент поглощения и спектральную чувствительность растения равными единице, мо-

жем написать следующее выражение относительной спектральной чувствительности растений:

$$K(\lambda)=\frac{\lambda}{0{,}66}\,\alpha(\lambda)\,\frac{\eta_\kappa(\lambda)}{(\eta_\kappa)_{\lambda=0{,}66}}. \qquad (3\text{-}49)$$

Это уравнение получено из отношения чисел эффективно поглощенных фотонов с длинами волн λ и $\lambda=0{,}66$ *мк* при одинаковых значениях падающих на растения лучистых потоков. Принимая отношение квантовых выходов равным единице для излучений на участке спектра от $\lambda=0{,}4$ *мк* до $\lambda=0{,}77$ *мк* (рис. 3-39), получим кривую спектральной чувствительности растений по А. Ф. Клешнину (рис. 3-41, кривая *2*). Как можно видеть из кривых $\eta_\kappa=f(\lambda)$, квантовый выход фотосинтеза нельзя принять постоянным, так как он понижается в области 0,44 — 0,52 *мк* и крайней коротковолновой части оптического спектра (рис. 3-39). Приняв во внимание это снижение квантового выхода фотосинтеза в сине-зеленой и фиолетовой частях спектра, получим исправленную кривую спектральной чувствительности растений (рис. 3-41, кривая *3*).

Пользуясь полученной кривой спектральной чувствительности можно рассчитать *относительную фитоактиничность*[1] излучения различных источников света, приняв за эталон излучение с цветовой температурой $T_ц=2\,854°$ K (см. § 1-25)

$$a=\frac{A}{A_э}=\frac{\int\varphi(\lambda)K(\lambda)\,d\lambda}{F}\cdot\frac{F_э}{\int\varphi_э(\lambda)K(\lambda)\,d\lambda}, \qquad (3\text{-}50)$$

где $\varphi(\lambda)$ и $\varphi_э(\lambda)$ — спектральные интенсивности излучения заданного и эталонного с цветовой температурой $T_ц=2\,854°$ K;

F и $F_э$ — световые потоки заданного и эталонного излучений;

$K(\lambda)$ — относительная спектральная чувствительность растения.

Приняв в качестве эталонного излучение с цветовой температурой 2 854° K, получим значение фитоактиничности этого излучения $A_э=1{,}78$; следовательно, относительная фитоактиничность определится как

$$a=0{,}56\frac{\int\varphi(\lambda)K(\lambda)\,d\lambda}{F}. \qquad (3\text{-}50a)$$

Значение относительной фитоактиничности позволяет судить об относительной эффективности исследуемого излучения при

[1] Фитоактиничность — актиничность любого излучения, оценивающая эффективность его действия на растения (по гречески *phyton* — растение).

одинаковой освещенности, создаваемой исследуемым излучателем и эталонным ($T_ц = 2\,854°$ K).

Энергетическую целесообразность применения различных по спектральному составу излучателей следует оценивать произведением световой отдачи на относительную актиничность (см. § 1-25), приведенных в следующей ниже таблице:

$$\gamma_э = \psi_{св}\, a, \qquad (3\text{-}51)$$

где $\gamma_э$ — энергетический показатель фотосинтеза;

$\psi_{св}$ — световая отдача излучателя с учетом потерь в балластных устройствах для газоразрядных излучателей.

Значения энергетических показателей фотосинтеза и относительной фитоактиничности

Тип источника света	Относительная фитоактиничность, a	Энергетический показатель, $\gamma_э = \psi a$	Тип источника света	Относительная фитоактиничность, a	Энергетический показатель, $\gamma_э = \psi a$
Источник „А" с $T_ц = 2\,854°$ K	1,0	—	Люминесцентные лампы:		
Солнце, $h=65°$	0,92	—	типа ДС, 30 *вт*	0,79	27
Зеркальная лампа ЗН-4 300 *вт*, 220 *в*	1,04	12,5	типа БС, 30 *вт*	0,77	30,8
Ртутно-аргонная лампа ИГАР-2 500 *вт*	0,56	16,6	типа ТБС, 30 *вт*	0,81	24,8

Значения энергетических показателей фотосинтеза и относительной фитоактиничности, приведенные выше в таблице, позволяют сделать следующие выводы:

1. В установках, создающих одинаковый уровень фотосинтеза, наименьший расход энергии определяется максимальным энергетическим показателем; следовательно, установки с люминесцентными лампами, особенно с лампами типа БС, наиболее эффективны по энергетическим показателям.

2. Уровень освещенности на поверхности листьев растения должен выбираться обратно пропорционально значению фитоактиничности; следовательно, освещенность в установках с люминесцентными лампами должна быть на 30% больше, чем при зеркальных лампах типа ЗН-4.

Как показывает опыт, освещенность, необходимая для нормального развития, цветения и плодоношения, неодинакова для различных растений (рис. 3-42). Для большинства растений производительность фотосинтеза равна 1—2 *г* CO_2 в час на общую площадь листьев 1 $м^2$. Согласно приведенным энергетическим расчетам на образование 1 моля формальдегида (CH_2O) затрачивается энергии около 232 *ккал·моль*$^{-1}$. Следовательно, для

фотосинтеза, соответствующего поглощению 2 *г* CO_2, необходимо затратить энергию $2\ \frac{232}{44} \approx 10{,}5$ *ккал · моль*$^{-1}$, так как молекулярный вес CO_2 равен 44. Принимая во внимание интегральный коэффициент поглощения солнечного излучения листом $\alpha_{\lambda} = 0{,}5$ и считая, что в процессе фотосинтеза используется лишь 0,25 всей поглощенной хлорофиллом энергии, а остальная энергия обращается в тепло, а также, что инфракрасное излучение, не участвующее в фотосинтезе, составляет около 60%, получим необходимую плотность облучения растения:

$$\mathbf{E} = \frac{10{,}5}{0{,}5 \cdot 0{,}4 \cdot 0{,}25 \cdot 3\,600 \cdot 0{,}239 \cdot 10^{-3}} = 242\ \textit{вт} \cdot \textit{м}^{-2},$$

что соответствует при световой отдаче солнечного излучения $\psi_{св} \approx 70$ *лм · вт*$^{-1}$ освещенности растения

$$E = 70\mathbf{E} \approx 17 \cdot 10^3\ \textit{лк}.$$

Как можно видеть из приведенного графика зависимости интенсивности фотосинтеза от освещенности листьев растения (рис. 3-42), этой освещенности соответствует резкий перелом кривых. Многократный опыт выращивания растений в условиях освещения лампами накаливания с длительностью дня 17—20 *ч* показывает, что для нормального развития большинства растений необходима освещенность 8—12 тыс. *лк* [Л. 81].

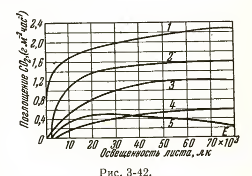


Рис. 3-42.

1 — шпинат; *2* — картофель; *3* — жерушник болотный; *4* — сосна; *5* — папоротник.

Опыт применения в теплицах ламп накаливания [Л. 80 и 82] указывает на необходимость защиты растений от чрезмерного перегрева мощным потоком инфракрасных излучений. Для борьбы с перегревом применяют водяные фильтры, усиленную вентиляцию, а также непрерывное колебательное движение излучателей.

Вследствие того, что любое растение представляет рельефный объект, условия облучения которого не могут с достаточной полнотой характеризоваться освещенностью в горизонтальной плоскости, целесообразно в качестве основной количественной характеристики условий облучения принять среднюю сферическую освещенность. Для больших площадей облучения при расположении излучателей в горизонтальной плоскости можно принимать $\frac{E_{4\pi}}{E}$ от 0,57 до 0,67. Во всех других случаях расположения

излучателей это соотношение должно определяться расчетом (см. § 2-8).

В заключение следует отметить, что все участки спектра поглощения растением (0,3—0,7 *мк*) существенно важны в его жизни. Это объясняется тем, что растение как живой организм обладает специфическими для него физиологическими функциями, на которые влияют излучения различных участков спектра. Так, например, оранжево-красные излучения (0,6—0,67 *мк*), максимально активные в процессе фотосинтеза, ускоряют развитие растения и переход к цветению и плодоношению, способствуя сокращению вегетативного периода. Сине-фиолетовые излучения (0,4—0,5 *мк*) благоприятствуют синтезу белков, задерживая цветение растения, и, повидимому, в значительной мере определяют химический состав растения. Указанные соображения позволяют сделать некоторые качественные выводы при выборе искусственного источника излучения для установок облучения растений. Применение излучателей с большим содержанием в их спектре оранжево-красной части, например ламп накаливания, наиболее целесообразно в тех случаях, когда требуется получить ускоренное развитие и быстрый переход к цветению (плодоводство, выгонка цветочных растений и пр.). В тех случаях, когда задачей является получение вегетативных органов (редис, салат и др.), целесообразнее применять излучатели с богатым спектром по всей полосе поглощения растением и особенно в сине-фиолетовой части спектра.

3-20. Бактерицидное действие излучения

Необратимая коагуляция белка бактерий, возникающая в результате действия на них некоторых веществ или ультрафиолетового излучения, приводит к гибели бактерий. Способность вещества или излучения убивать бактерии принято называть *бактерицидностью.* Бактерицидными свойствами обладают далеко не все излучения, так как для разрыва связей молекул белкового вещества бактерий необходима значительная энергия порядка 90 *ккал*·*моль*$^{-1}$, что соответствует энергии фотонов ультрафиолетового излучения с длиной волны $\lambda \approx 0{,}3$ *мк*.

Как показывает опыт, наибольшей бактерицидной эффективностью обладают ультрафиолетовые излучения с длинами волн 0,254—0,257 *мк*. На рис. 3-43 приведены графики зависимости числа уничтоженных бактерий от количества облучения однородными излучениями с различными длинами волн. Из анализа этих графиков можно сделать следующие выводы:

1. При уменьшении и увеличении длины волны излучения по сравнению с длинами волн оптимальной зоны спектра (0,254—0,257 *мк*) происходит резкое снижение бактерицидной эффективности излучения.

2. Прирост числа уничтоженных бактерий в первом приближении пропорционален увеличению логарифма количества облучения, причем коэффициент пропорциональности этой зависимости практически одинаков для всех длин волн.

3. 10—20-кратное увеличение количества облучения, необходимого для уничтожения 10% общего числа бактерий, приводит практически к полному их уничтожению.

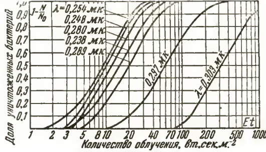


Рис. 3-43.

Рассматривая бактерии как некоторый специфический приемник лучистой энергии, можно характеризовать его относительной спектральной чувствительностью, определяемой отношением минимального количества облучения с $\lambda = 0{,}254$ *мк* к количеству облучения с заданной длиной волны, обеспечивающему такое же бактерицидное действие. Такая кривая относительной бактерицидной эффективности однородных излучений (рис. 3-44) была установлена на основе исследования действия излучения на бактерии различных разновидностей [Л. 83].

Относительная бактерицидная эффективность однородных излучений

λ, *мк*	$K_б$ (λ)	λ, *мк*	$K_б$ (λ)
0,22	0,25	0,28	0,60
0,23	0,40	0,29	0,30
0,24	0,63	0,30	0,06
0,25	0,91	0,31	0,013
0,254	1,0	0,32	0,004
0,258	1,0	0,34	0,0009
0,26	0,99	0,36	0,0003
0,27	0,87	0,40	0,0001

Пользуясь установленными значениями относительной бактерицидной эффективности излучения, можно создать систему бак-

терицидных величин и единиц. Создание такой системы (см. § 1-25) в значительной мере упрощает расчеты установок бактерицидного действия.

Согласно принятому положению *бактерицидный поток* определится как лучистый поток, оцениваемый по его бактерицидному действию, т. е. по способности убивать бактерии:

$$\Phi_б = \int_{\lambda=0,2}^{\lambda=0,4} \varphi(\lambda) K_б(\lambda)\, d\lambda. \qquad (3\text{-}52)$$

Единицей бактерицидного потока принято считать *бакт* (*б*), численно равный бактерицидному потоку ультрафиолетового излучения с длиной волны $\lambda = 0{,}254$ *мк* мощностью 1 *вт*.

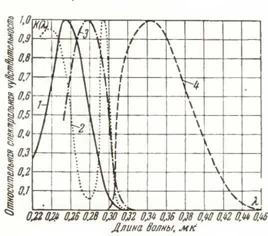


Рис. 3-44.

1 — бактерицидная; *2* — эритемная; *3* — антирахитная; *4* — загарная.

Вследствие очень высокой активности ультрафиолетовых излучений на практике приходится встречаться с бактерицидными потоками, составляющими тысячные и миллионные доли бакта, поэтому часто пользуются производной единицей — *микробактом* (*мкб*).

Плотность бактерицидного потока по поверхности облучаемого тела принято называть *плотностью бактерицидного облучения* (бактерицидная облученность):

$$E_б = \frac{d\Phi_б}{dS_o}.$$

Единицей плотности бактерицидного облучения обычно служит $б \cdot м^{-2}$.

Как следует из фотохимической сущности бактерицидного действия излучения, число погибших бактерий определяется *количеством бактерицидного облучения*, численно равным произведению плотности бактерицидного облучения на время. Как и в любой другой системе величин, количество бактерицидного облучения определяет бактерицидную энергию, упавшую на единицу площади облучаемой поверхности в течение всего времени действия. Единицей количества бактерицидного облучения принято считать $б \cdot м^{-2} \cdot сек$ или $мкб \cdot м^{-2} \cdot сек$.

Измерение плотности бактерицидного облучения обычно производится фотоэлементом с исправляющими фильтрами. Вследствие трудности подбора исправляющих фильтров для обеспечения узкой полосы пропускания бактерицидного излучения часто пользуются [Л. 84] методом измерения яркости люминофора (силикат цинка) с кривой возбуждения, близкой к кривой бактерицидной эффективности излучения. В этом случае перед фотоэлементом устанавливается черный фильтр из увиолевого стекла УФС-1, за которым располагается люминесцирующее вещество, яркость которого определяет величину тока фотоэлемента, расположенного вслед за люминофором. Для защиты фотоэлемента от действия длинноволнового ультрафиолета, крайних фиолетовых и красных, а также инфракрасных лучей, проходящих через УФС-1 и слой люминофора, между ним и фотоэлементом помещаются оранжевый фильтр ОС-8 и сине-зеленый фильтр СЗС-9. Фильтр ОС-8 предназначен для поглощения фиолетовых и ультрафиолетовых излучений, а фильтр СЗС-9 — красных и инфракрасных.

Такой прибор, предложенный Д. Н. Лазаревым и П. П. Захаровым, можно непосредственно градуировать по плотности бактерицидного облучения.

Источником бактерицидного излучения может служить любая ртутная лампа с колбой из кварца или увиолевого стекла, однако экономически целесообразно применять специальные бактерицидные лампы, выпускаемые отечественной промышленностью трех типов.

Тип лампы	Напряжение сети, *в*	Мощность лампы, *вт*	Мощность с учетом потерь, *вт*	Бактерицидный поток, *б*	Длина лампы, *мм*	Диаметр лампы, *мм*
БУВ-15	127	15	19,5	1,65	450	$25 \pm 1,5$
БУВ-30-П	127	30	39	3,95	450	$25 \pm 1,5$
БУВ-30	220	30	36	4,2	900	$25 \pm 1,5$

Бактерицидные лампы в колбе из увиолевого стекла (БУВ) отличаются от люминесцентных ламп сортом стекла колбы и отсутствием слоя люминофора. Так же как и любые ртутные лампы низкого давления с подогревными катодами, лампы БУВ могут работать лишь при температуре $t \geqslant +10^\circ$ С. Оптимальные тепловые условия работы ламп БУВ 18—25° С. Лампа типа БУВ-30-П работает в форсированном режиме с увеличенной в 2 раза плотностью тока, вследствие чего она может эксплуатироваться при более низкой температуре до $t = +5^\circ$ С.

Спектр излучения ламп БУВ линейчатый с мощной линией $\lambda = 0{,}254$ *мк*, поток которой составляет более 75% всего лучистого потока лампы. Остальные пять линий ртути, расположенные в полосе поглощения бактериями (0,265; 0,280; 0,289; 0,297 и 0,313 *мк*), обладают очень малой мощностью, вследствие чего их бактерицидный поток составляет менее 0,3% бактерицидного потока линии 0,254 *мк*. В тех установках, где требуется большая мощность каждого излучателя, например в установках обеззараживания воды, применяют ртутные лампы высокого давления в кварцевой колбе типа ПРК-2 мощностью 375 *вт* с бактерицидным потоком $\Phi_б = 10{,}75$ *б*. Для сопоставления бактерицидного действия прямого солнечного света с бактерицидными лампами и лампой ПРК-2 приведем цифры плотности бактерицидного облучения летним полуденным солнцем на широте 41°30′ на уровне моря и лампами БУВ и ПРК-2 на расстоянии 1 *м* в плоскости, параллельной оси ламп.

Плотность бактерицидного облучения, $б \cdot м^{-2}$				
Солнце, $h=60°$	Бактерицидные лампы			
	БУВ-15	БУВ-30-П	БУВ-30	ПРК-2
0,05	0,17	0,4	0,43	1,1

Из приведенной таблицы можно видеть, что бактерицидная отдача ламп БУВ, равная 0,011—0,014 $б \cdot вт^{-1}$, в несколько раз превышает бактерицидную отдачу ламп ПРК-2.

Для установления зависимости между характеристиками поля бактерицидного излучения и долей уничтоженных бактерий из общего их числа можем предположить согласно законам фотохимической кинетики (см. § 3-16), что число бактерий dN, уничтоженных в единице объема в течение dt, будет пропорционально объемной плотности бактерицидной энергии, концентрации бактерий и времени облучения:

$$-dN = c\,(E_{4\pi})_б N\,dt,$$

где $(E_{4\pi})_б$ — средняя сферическая плотность бактерицидного облучения, пропорциональная объемной плотности бактерицидной энергии поля (см. § 2-3);

N — число бактерий в единице объема среды.

Коэффициент пропорциональности c определяется квантовым выходом бактерицидного действия $\eta_к$ и молекулярным показателем поглощения бактерицидного излучения. Следовательно, этот коэффициент можно считать постоянным для заданных условий:

$$c = 4\eta_к m = \text{const}.$$

При этом будем иметь:

$$\frac{dN}{N} = -c\,(E_{4\pi})_б\,dt.$$

Интегрируя полученное уравнение от N_0 до N и от 0 до t, получим:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-ct\,(E_{4\pi})_б}, \qquad (3\text{-}53)$$

где N_0 и N — концентрация молекул до и после облучения; t — время облучения.

В частном случае поля точечных излучателей

$$\frac{N}{N_0} = e^{-0,25ct\,\Sigma E_б}, \qquad (3\text{-}53а)$$

где $\Sigma E_б$ — сумма плотностей бактерицидного облучения в плоскостях, перпендикулярных направлению излучения каждого излучателя.

Из последнего уравнения нетрудно видеть, что величина, обратная коэффициенту c, численно равна четверти количества бактерицидного облучения, необходимого для уничтожения бактерий до $N = 0,368N_0$.

В условиях нормальной влажности воздуха, не превышающей 10—20%, для наиболее стойких бактерий можно принять $c \approx 0,2$ $б^{-1} \cdot сек^{-1} \cdot м^2$. Из этого следует, что полное уничтожение бактерий в воздухе определяется суммарной плотностью бактерицидного облучения ~ 30—40 $б \cdot сек \cdot м^{-2}$.

Установки бактерицидного действия применяются для обеззараживания воздуха, питьевой воды, продуктов питания и тары для них.

Обеззараживание воздуха рекомендуется производить в первую очередь в помещениях лечебных и детских учреждений, а также в помещениях с массовым пребыванием людей (школы, театры, магазины и пр.). В тех случаях, когда обеззараживание воздуха происходит в присутствии людей, необходимо предусмотреть верхний предел плотности бактерицидного облучения в тех зонах, где находятся люди. Это ограничение необходимо потому, что чрезмерная доза бактерицидного облучения может вызывать повышенную эритему кожи (см. § 3-15), воспаление слизистых оболочек глаза, а также раздражение слизистых оболочек дыхательных путей озоном, получающимся в результате фотополимеризации молекул кислорода воздуха при поглощении ими ультрафиолетового излучения. Учитывая это, следует избегать плотности бактерицидного облучения в зоне пребывания людей более $E_б = 0,5 \cdot 10^4$ $мкб \cdot м^{-2}$ при 8-часовом ежедневном пребывании людей в облучаемом помещении и $E_a = 0,1 \cdot 10^4$ $мкб \cdot м^{-2}$ — при круглосуточном.

Как показывают опыт и расчеты бактерицидных установок, этим требованиям соответствует удельная объемная мощность установки с бактерицидными лампами 0,75—1 $вт \cdot м^{-3}$. Так, например, на школьный класс площадью $S \approx 50$ $м^2$ необходимо установить пять ламп БУВ-30. Лампы, экранированные от глаз людей, находящихся в помещении, защитной решеткой или алюминиевым отражателем, располагаются в верхней части облучаемого помещения. В помещениях детских учреждений для обеззараживания воз-

духа рекомендуется использовать излучение, отраженное от потолка и верхней части стен. При наличии в помещениях организованного воздухообмена целесообразно бактерицидные лампы размещать в приточных воздуховодах из расчета 2—3 *вт* · $м^{-3}$ объема вентилируемого помещения.

Большой практический интерес представляют установки для обеззараживания питьевой воды. Как показывает опыт эксплуатации таких установок, замена хлорирования воды бактерицидным облучением снижает стоимость очистки воды и обеспечивает отсутствие специфического запаха и привкуса, неизбежных при хлорировании [Л. 85].

В напорных водопроводных системах бактерицидные излучатели помещаются внутрь потока воды. Для защиты излучателей от охлаждения протекающей водой лампы устанавливаются внутри цилиндрических кварцевых чехлов, которые размещаются в последовательно обтекаемых водой камерах (рис. 3-45). Камеры включаются в главный трубопровод водопроводной

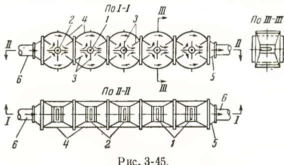


Рис. 3-45.

1 — ртутно-кварцевые лампы высокого давления типа ПРК-7; *2* — кварцевые цилиндрические чехлы; *3* — перегородки для смешения воды; *4* — корпуса камер; *5* — переходные патрубки; *6* — трубопровод.

системы. При помощи перегородок, расположенных внутри каждой камеры, происходит перемешивание воды и направление водяных потоков таким путем, чтобы вся масса текущей воды дважды приближалась непосредственно к кварцевому чехлу излучателя. Число последовательно включенных обеззараживающих камер и мощность лампы каждой камеры определяются производительностью водопровода и степенью загрязнения воды взвешенными частицами. По проектам типовых установок бактерицидного облучения питьевой воды, разработанным в Академии коммунального хозяйства имени К. Д. Памфилова, бактерицидные лампы БУВ целесообразно применять лишь в водопроводах с малой производительностью (до 20 $м^3 \cdot ч^{-1}$). Для водопроводов с большей производительностью в проектах предусмотрены лампы ПРК-2 и ПРК-7. На рис. 3-45 приведена схема обеззараживающей облучательной установки, выполненной в Уфимской водопроводной системе. Каждая секция из пяти облучательных камер с лампами ПРК-7 мощностью 1 000 *вт* обеспечивает производительность 180 $м^3 \cdot ч^{-1}$.

3-21. Тонизирующее и терапевтическое действие излучения

Практика применения излучения для лечебных целей основана на опыте тонизирующего и терапевтического действия солнечных лучей. Широкое применение фототерапии за последние 50 лет позволило установить главенствующую роль ультрафиолетового излучения в терапевтическом и тонизирующем действии на организм человека. В настоящее время известно действие ультра-

фиолетового излучения на обмен веществ, дыхательные процессы, активизацию кровообращения, повышение содержания гемоглобина в составе крови, активизацию деятельности желез внутренней секреции и другие функции человеческого организма. Активизация многих функций организма в результате поглощения фотонов ультрафиолетового излучения обеспечивает оздоровительное и тонизирующее влияние на человека. Механизм действия ультрафиолетового излучения на организм человека не исследован окончательно; предполагается, что основой тонизирующего и терапевтического действия ультрафиолетового излучения является образование в эпидермисе[1] из белковых веществ, богатых гистидином, фармакологически активного вещества — гистамина и витамина Д из эргостерина и холестерина.

Молекулы гистамина, диффундируя внутрь тканей, вызывают расширение капиллярных кровеносных сосудов и прилив крови к облучаемым участкам тела. Одновременно с этим гистамин активизирует деятельность желез внутренней секреции, управляющих обменом веществ. Эти действия поглощенного ультрафиолетового излучения усиливаются повышением восстановительной способности сульфгидрильных веществ по отношению к активным продуктам организма (эзимам, ферментам и витаминам). Повышение активности эзимов, ферментов и витаминов вызывает активизацию процесса усвоения организмом белков и расщепления молекул жиров, поступающих в организм с пищей, а также увеличивает сопротивляемость организма инфекционным воздействиям [Л. 86].

В настоящее время принято считать, что главную роль в тонизирующем и терапевтическом действии ультрафиолетового излучения играют расширение кровеносных сосудов и последующие за этим реакции организма в результате действия гистамина. На основании этого мерой тонизирующего и терапевтического действия излучения принято считать степень покраснения кожи в результате ее облучения. Покраснение кожи в результате воздействия на нее ультрафиолетового излучения и воспаленное состояние облученного участка тела принято называть *эритемой*. Эритема наступает по истечении нескольких часов (2—5) после облучения, что отличает ее от *гиперемии* — покраснения кожи в результате теплового действия видимых и инфракрасных излучений, возникающей в процессе облучения. Количество ультрафиолетового облучения, возбуждающее едва заметное покраснение кожи незагорелого человека (эритема первой степени), принято называть эритемной дозой — *биодозой*. При увеличении количества облучения сверх биодозы краснота переходит в воспалительный процесс, достигающий болезненного ожога при 4—5

[1] Эпидермис—наружный слой кожи.

дозах облучения, и появление волдырей на коже при 8—10 дозах.

Условность понятия биодозы, широко применяемого в терапевтической практике, определяется приближенностью закона Бунзена — Роско применительно к общебиологическому действию ультрафиолетового излучения. Практикой установлено, что пороговая эритема наблюдается при количестве облучения, равном 1 биодозе, лишь в тех случаях, когда время облучения не менее 10 *сек* и не более 1 *ч*. При малых плотностях облучения, когда время действия излучения, соответствующее 1 биодозе, равно нескольким часам, продукты фотохимических реакций, вызывающие эритему, будут частично восстанавливаться или удаляться из организма в результате обмена веществ, что приведет к ослаблению биологического действия излучения.

При малом времени облучения биологическая эффективность излучения понижается вследствие уменьшения эффективного поглощения фотонов ультрафиолетового излучения, проникающего в эпидермис облучаемого участка кожи.

Как показывает опыт, *эритемная эффективность* излучения неодинакова для однородных излучений различных длин волн. Максимальной эффективностью обладают излучения с длиной волны $\lambda=0{,}297$ *мк*. Значения относительной эритемной эффективности однородных излучений были установлены из условий равенства эритемной эффективности величине, обратной эритемной дозе[1].

Относительная эритемная эффективность однородных излучений

λ, *мк*	$K_э(\lambda)$	λ, *мк*	$K_э(\lambda)$	λ, *мк*	$K_э(\lambda)$
0,240	0,56	0,290	0,31	0,313	0,03
0,250	0,57	0,292	0,70	0,315	0,01
0,260	0,42	0,295	0,98	0,320	0,005
0,270	0,14	0,297	1,00	0,330	0,000
0,280	0,06	0,300	0,83		
0,285	0,09	0,302	0,55		
0,286	0,10	0,305	0,33		
0,289	0,25	0,310	0,11		

Как можно видеть из приведенной таблицы и кривой (рис. 3-44), эритемная чувствительность организма имеет два максимума. Основной максимум эритемной чувствительности, принятый условно за единицу, соответствует излучению с длиной волны $\lambda=0{,}297$ *мк*. Второй максимум расположен в бактерицидной части спектра ультрафиолетового излучения. Наличие резкой избирательности эритемной чувствительности следует объяснить различной глубиной проникновения излучения в глубь кожи и раз-

[1] При определении эритемной эффективности однородного излучения уровень эритемной дозы определялся по истечении 24 *ч* после облучения незагорелой кожи человека.

личием спектров активного поглощения излучения тканями организма.

Не менее существенным фактором тонизирующего и терапевтического действия излучения является образование из эргостерина и холестерина витамина D. Недостаток в организме человека витамина D, возникающий часто в северных районах в результате ультрафиолетовой недостаточности, вызывает расстройство фосфорно-кальциевого обмена и другие паталогические сдвиги, могущие приводить, в особенности в детском возрасте, к рахиту. Как показали многочисленные наблюдения [Л. 87], систематические облучения организма ликвидируют недостаток витамина D и этим уничтожают все последующие паталогические сдвиги в организме.

Процесс образования витамина D при облучении организма принято рассматривать как первичный этап *антирахитного действия излучения.* Эффективность этого вида тонизирующего и терапевтического действия также неодинакова для однородных излучений различных длин волн. На рис. 3-44, кроме кривой спектральной эффективности образования витамина D, изображены кривые спектральной эритемной и бактерицидной эффективности излучения, а также кривая эффективности безэритемной пигментации (спектральная кривая загарного действия). Вследствие того, что спектральная кривая антирахитного действия излучения расположена в той же зоне спектра, что и длинноволновая ветвь кривой эритемного действия, было принято оценивать спектральную эффективность тонизирующего и терапевтического (общебиологического) действия излучения по значениям эритемной эффективности длинноволнового ультрафиолетового излучения с длиной волны $\lambda \geqslant 0{,}280$ *мк.* Для излучения с длиной волны $\lambda \leqslant 0{,}280$ *мк* эффективность общебиологического действия принята равной нулю[1].

Приняв за основу оценки эффективности общебиологического действия излучения критерий эритемного действия, можно ввести понятие о новой системе эффективных величин — *системе эритемных величин* и единиц для их измерения. Создание такой системы приведет к упрощению оценки эффективности источников излучения для установок тонизирующего и терапевтического облучения, а также методов проектирования и расчета таких установок. Согласно принятой методике построения систем эффективных величин (см. § 1-25) *эритемным потоком* принято считать поток излучения, оцениваемый по его общебиологическому действию на организм человека, сопровождаемому образованием

[1] Эти лучи вследствие большой энергии каждого фотона обладают способностью разрушать клетки белкового вещества. В спектре прямого солнечного излучения, прошедшего толщу земной атмосферы, лучи с длиной волны $\lambda \leqslant 0{,}280$ *мк* практически отсутствуют.

эритемы на облучаемых участках кожи:

$$\Phi_э = \int_{\lambda}^{\lambda=0,33} \varphi(\lambda) K_э(\lambda)\, d\lambda, \qquad (3\text{-}54)$$

где $K_э(\lambda)$ — относительная эритемная эффективность излучения на участке спектра от $\lambda_1 = 0{,}28$ *мк* до $\lambda_2 = 0{,}38$ *мк*.

Согласно уравнению (3-54) единицей эритемного потока принято считать *эр* (*э*), численно равный эритемному потоку ультрафиолетового излучения с длиной волны $\lambda = 0{,}297$ *мк* и мощностью 1 *вт*. На практике обычно пользуются дробной единицей — микроэром (*мкэ*)

Плотность эритемного потока на поверхности облучаемого тела принято называть *плотностью эритемного облучения*:

$$E_э = \frac{d\Phi_э}{dS_o}.$$

Единицей плотности эритемного облучения служит 1 $э \cdot м^{-2}$. На практике часто пользуются 1 $мэ \cdot м^{-2} = 10^{-3}\ э \cdot м^{-2}$ или 1 $мкэ \cdot м^{-2} = 10^{-6}\ э \cdot м^{-2}$. Эритемную энергию, падающую на единицу площади облучаемой поверхности, принято называть *количеством эритемного облучения*:

$$A_э = E_э t = \frac{dW_э}{dS_o}.$$

Минимальное количество эритемного облучения, вызывающее эритему первой степени, называемое эритемной дозой (*биодозой*), численно равно 300 $э \cdot сек \cdot м^{-2}$.

Для характеристики солнечного эритемного излучения следует указать, что плотность облучения горизонтальной плоскости в майский полдень на юге на уровне моря примерно равна 0,12 $э \cdot м^{-2}$. При высоте солнцестояния $h = 30°$ плотность эритемного облучения уменьшается до 0,02 $э \cdot м^{-2}$, при $h = 20°$ — до 2,6 $мэ \cdot м^{-2}$. Из приведенных данных следует, что биодоза облучения прямыми солнечными лучами при большой высоте солнцестояния $h \geqslant 60°$ может быть получена в течение 40—45 *мин*.

Для создания установок дополнительного эритемного облучения широко применяются ртутные лампы. Кварцевые ртутные лампы высокого давления типа ПРК-2 мощностью 375 *вт* и ПРК-4 мощностью 225 *вт*, обладающие мощным потоком ультрафиолетового излучения, обеспечивают следующие значения плотности эритемного облучения на расстоянии 1 *м* от оси лампы: для лампы ПРК-2 $E_э = 1\ э \cdot м^{-2}$, для ПРК-4 $E = 0{,}5\ э \cdot м^{-2}$. Большим недостатком ламп этого типа следует считать наличие в их спектре коротковолнового излучения с длинами волн $\lambda = 0{,}28$ *мк*. Для устранения этого недостатка отечественная ламповая промышленность выпускает специальные эритемные лампы в колбах из увиолевого стекла. Лампа ЭУВ (эритемные лампы из увиолевого стекла) представляет собой ртутную люминесцентную лампу низкого давления с подогревными катодами. Эритемное излучение лампы создается не только разрядом в парах ртути, но также люминофо-

ром, нанесенным на внутреннюю поверхность трубчатой колбы из увиолевого стекла. Люминофор возбуждается коротковолновой частью излучения ртутного разряда. Эритемные лампы выпускаются двух мощностей: ЭУВ-15 на напряжение 127 *в* с эритемным потоком $\Phi_э = 0{,}22$ *э* и ЭУВ-30 на напряжение 220 *в* с потоком $\Psi = 0{,}45$ *э*. Средний гарантированный срок службы ламп 1 500 *ч*. Схемы и приборы включения ламп ЭУВ не отличаются от схем и приборов включения для осветительных люминесцентных ламп такой же мощности. Лампы ЭУВ обычно применяются в постоянно действующих установках эритемного облучения, рекомендованных для школ, детских садов, яслей и больниц. При проектировании таких постоянно действующих установок следует обеспечить в течение дня 1/8—1/10 биодозы эритемного облучения в зоне пребывания детей.

В установках кратковременного действия требуется обеспечить необходимое количество эритемного облучения за короткий промежуток времени (2—3 *мин*), в течение которого группа облучающихся проходит перед источниками ультрафиолетового облучения. Такие установки кратковременного действия, получившие наименование *фотариев*, нашли широкое применение в угольной промышленности для облучения шахтеров после работы под землей. Только в Донбассе действует несколько десятков фотариев.

Для обеспечения комплексного воздействия на организм излучений всего оптического спектра в фотариях часто применяют ртутные лампы в кварцевых колбах и мощные лампы накаливания, располагая их через одну по направлению движения потока людей. При проектировании установок кратковременного облучения следует иметь в виду верхний допустимый предел плотности облучения 0,20—0,30 $э \cdot м^{-2}$.

Эритемные установки применяются в сельском хозяйстве для облучения животных в зимнее время года. Как показывает опыт [Л. 87], ежедневное облучение поросят увеличивает прирост веса на 25% и более, а облучение кур повышает яйценоскость на 10—20%.

3-22. Зрительные ощущения

Источником знаний об окружающем нас мире являются те ощущения, которые возникают в результате воздействия материи внешнего мира на наши органы чувств. Следовательно, *ощущением* принято называть простейший психофизиологический процесс, возникающий в результате воздействия на органы чувств предметов или явлений материального мира и являющийся отражением того или иного свойства этого предмета или явления. В частности, зрительное ощущение является процессом воздействия на орган зрения излучения с длинами волн примерно от $\lambda = 0{,}38$ *мк* до $\lambda = 0{,}77$ *мк*. Зрительное ощущение позволяет судить о свете, цвете, размере и форме предметов, их движении и взаимном расположении. Используя различные органы чувств, дополняя их показания деятельностью памяти и мышления, человек способен воспринять предметы и явления внешнего мира более полно. Таким образом, *восприятия* окружающего нас мира — это комплекс ощущений, отражающих совокупность свойств предметов или явлений. Человек не ограничивается познанием того, что дают непосредственно органы чувств. Он стремится познать природу глубже. Для этой цели человек пользуется мышлением, дополняя им ощущения и восприятия. Благодаря этому чувственные восприятия обобщаются в форме *представлений*.

Чувственное познание окружающих нас предметов и явлений (ощущения, восприятия и представления) служит источником всех наших знаний. Первым звеном в этой форме познания являются ощущения, среди которых большая роль отведена зрительному ощущению.

«Иначе как через ощущения, мы ни о каких формах вещества и ни о каких формах движения ничего узнать не можем...» писал В. И. Ленин в своем бессмертном произведении «Материализм и эмпириокритицизм» [1].

Особенность любого ощущения состоит в том, что человек ощущает, следовательно чувственно отражает в сознании, не сами физико-химические процессы воздействия внешней материи на органы чувств, а предметы и явления, вызывающие эти процессы. Через ощущения мы получаем определенные сведения о свойствах и качествах предметов и явлений; следовательно, ощущения обеспечивают непосредственную связь сознания с внешним миром. Способность органов чувств к восприятию различных свойств и качеств объективного мира совершенствовалась в ходе эволюции организмов, в результате усложнения форм взаимодействия их со средой. Так, например, цветовая чувствительность глаза формировалась в сравнительно поздний период развития органического мира. На ранних ступенях развития орган зрения животных реагировал лишь на яркость, что подтверждается слабым развитием или полным отсутствием цветоощущающего аппарата у многих высокоразвитых животных. Даже человекообразные обезьяны различают лишь немногие цветовые оттенки. Только у человека в процессе труда и более тесного взаимодействия с окружающим миром сформировался цветоощущающий аппарат, способный воспринимать несколько тысяч различных цветовых оттенков.

Наши ощущения, как правило, не являются точной копией предметов, их вызвавших; лишь сочетание комплекса ощущений, проверенного практикой, создает восприятие, в целом отражающее объективную реальность. Характерным примером этого является соответствие с действительностью зрительного ощущения, дополненного опытом общения с природой, несмотря на обратное изображение предмета на сетчатой оболочке, а также несовершенства этого изображения вследствие дефектов оптики и структуры органа зрения (сферическая и хроматическая аберрации, диффракция через малый зрачок, рассеяние в глазных средах, зернистость структуры сетчатой оболочки и пр.).

Как уже было показано ранее (см. § 3-13), ощущения, являясь психофизиологическим процессом, возникают в результате воздействия на органы чувств объективно существующей вне нас материи, следовательно, ощущения субъективны по своей форме, так как они существуют в нашем сознании, и объективны по содержанию, так как они отражают действительность. Таким образом, первично излучение, как первична материя, действующая на органы чувств, а ощущение света и цвета, возникающее в результате действия излучения на светочувствительные окончания волокон зрительного нерва, вторично, т. е. производно от излучения. Это положение с исчерпывающей полнотой было сформулировано В. И. Лениным: «Если цвет является ощущением

---

[1] В. И. Ленин, Соч., т. 14, стр. 288.

лишь в зависимости от сетчатки (как вас заставляет признать естествознание), то, значит, лучи света, падая на сетчатку, производят ощущение цвета. Значит, вне нас, независимо от нас и от нашего сознания существует движение материи, скажем, волны эфира определенной длины и определенной быстроты, которые, действуя на сетчатку, производят в человеке ощущение того или иного цвета... Это и есть материализм: материя, действуя на наши органы чувств, производит ощущение»[1].

Для установления закономерностей формирования ощущения света и цвета рассмотрим более детально первые два звена процесса преобразования излучения в зрительное ощущение. Как известно (§ 1-27), начальными звеньями этого процесса являются диссоциация молекул светочувствительного вещества (*фотореагента*) в результате поглощения фотонов и возникновение импульсов тока действия в волокнах зрительного нерва.

Диссоциация молекул фотореагента является реакцией обратимой, что обеспечивает работоспособность органа зрения при любой длительности действия на него излучения.

Вследствие того, что скорость фотодиссоциации молекул фотореагента может быть достаточно большой[2], число молекул восстановителя, поступающего из пигментного эпителия в единицу времени, также должно быть большим. По предположениям проф. С. О. Майзеля (1882—1955) большая скорость поступления молекул восстановителя через стенки капиллярных кровеносных сосудов и оболочку светочувствительных клеток возможна лишь под воздействием электрического поля сетчатой оболочки глаза [Л. 88—91]. Следовательно, восстановитель фотореагента поступает в пигментный эпителий и из эпителия в светочувствительные клетки в виде ионов. Ионы восстановителя отрицательны, так как они поступают для восстановления положительных ионов продуктов распада фотореагента. Отрицательный электрический заряд, создаваемый ионами восстановителя в пигменте эпителиального слоя, заставляет перемещаться положительные ионы продуктов распада фотореагента к наружному членику светочувствительного элемента. Отрицательные ионы продуктов распада, также взаимодействуя с отрицательным зарядом эпителия, перемещаются к внутреннему членику светочувствительного элемента и далее — к первому синапсу волокна зрительного нерва (рис. 3-46).

Отрицательные ионы поступают к первому синапсу не только в результате фотодиссоциации молекул фотореагента. Как показывают опыты, даже в полной темноте возникает некоторое очень слабое зрительное ощущение, названное Гельмгольцем [Л. 92] *собственным светом сетчатки глаза.*

[1] В. И. Ленин, Соч., т. 14, стр. 43.

[2] Число фотонов, эффективно поглощаемых, в одной светочувствительной клетке, может достигать 500 $сек^{-1}$.

Для объяснения этого явления акад. П. П. Лазарев [Л. 96 и 97] предположил наличие в светочувствительных клетках такого вещества, молекулы которого распадаются на ионы в результате теплового соударения. Развивая эту мысль, проф. С. О. Майзель [Л. 88] высказал предположение о проникновении из капилляров эпителиального слоя в светочувствительные клетки отрицательных ионов некоторого вещества *(ионов второго рода)*, соединение которых с положительными ионами продуктов распада фотореагента образует молекулы, нейтральные по отношению к световому излучению. Молекулы этого вещества (*молекулы второго рода*), обладая значительно меньшей прочностью по сравнению с молекулами фотореагента *(молекулами первого рода)*, диссоциируют в результате соударения с молекулами любого белкового вещества светочувствительной клетки в тех случаях, если их скорость значительно превышает среднюю скорость молекулярного движения. Таким образом, при нормальной температуре человеческого тела в светочувствительных клетках происходит спонтанный распад молекул второго рода, причем продукты распада в виде положительных и отрицательных ионов принимают участие в формировании зрительного процесса наравне с ионами продуктов распада фотореагентов.

Концентрация отрицательных ионов в первых синапсах волокон зрительного нерва создает разность потенциалов между сетчатой оболочкой глаза и корой головного мозга. В результате этой разности потенциалов в волокнах зрительного нерва возникают импульсы электрического тока. Методы современной электрофизиологии позволяют измерять возникновение и распространение этих импульсов по волокнам зрительного нерва.

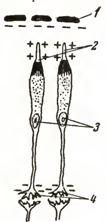


Рис. 3-46.
1—зерна пигментного эпителия; *2* — наружные членики колбочек; *3*—ядра тела колбочек; *4*—первые синапсы.

Каждый импульс тока, возникающий в нервном волокне, представляет собой затухающий электрический разряд с очень большим декрементом затухания. Энергетические соотношения между характеристиками разряда и излучением, поглощенным фотореагентом, затруднены тем, что процессы преобразования излучения в импульсы тока по волокнам зрительного нерва (токи действия) связаны с использованием в этом преобразовании внутренней энергии живого организма.

Как показали исследования акад. С. И. Вавилова (см. § 2-16), возникновению одного импульса тока в волокне зрительного нерва, вызывающего ощущение кратковременной вспышки света, соответствует концентрация в первом синапсе этого волокна нескольких ионов. Согласно последним исследованиям это пороговое число отрицательных ионов равное пороговому числу эффективно поглощенных фотонов (см. § 2-15), можно принять равным 5—7.

Как показали исследования Эдриана [Л. 93], Гартлайна [Л. 94] и Гранита [Л. 95], импульсы тока действия возникают

периодически в течение всего времени поглощения излучения молекулами фотореагента. Частота импульсов в каждом волокне зрительного нерва зависит от числа отрицательных ионов, поступающих в единицу времени к первому синапсу этого волокна. Следовательно, частота импульсов тока действия определяется освещенностью сетчатой оболочки глаза и концентрацией молекул фотореагента. Таким образом, уровень зрительного ощущения, зависящий от частоты импульсов тока действия, определяется яркостью поверхности рассматриваемого предмета (см. § 1-34) и концентрацией молекул фотореагента в сетчатой оболочке. Как можно видеть из осциллограммы токов действия (рис. 3-47), начальному моменту действия излучения соответствует некоторый *латентный период* [1], за которым следуют быстрое увеличение частоты импульсов и последующий спад до установившегося ее значения.

В этом начальном периоде ощущения частота импульсов повышена по сравнению с установившейся, что определяется большей концентрацией молекул фотореагента. Приведенные осциллограммы токов действия получены Хартлайном на изолированном волокне глазного нерва ракообразного *Limulus*.

Процесс стабилизации зрительного ощущения, определяемый установлением статически постоянного ритма импульсов тока действия, принято называть *адаптацией* на заданную яркость поля зрения (яркость адаптации). Процесс адаптации определяется не только изменением концентрации молекул фотореагента, но также и изменением состояния глаза и затылочного участка коры головного мозга, связанного с сетчатой оболочкой волокнами зрительного нерва.

Таким образом, процессы возникновения, развития и затухания зрительного ощущения, характеризуя поступившие в глаз извне излучения, определяются не только характеристиками излучения, но также и состоянием органа зрения, определяемым чувствительностью его периферии (сетчатой оболочки), проводящих путей (волокна зрительного нерва) и центров (кора головного мозга).

Как показывают исследования, наиболее существенным для течения процесса возникновений и стабилизации зрительного ощущения является его начальная фаза — обратимая фотодиссоциация молекул фотореагента. Из этого следует, что для установления зависимости уровня зрительного ощущения от параметров излучения, действующего на глаз наблюдателя, необходимо в

---

[1] Латентным периодом в физиологии принято называть промежуток между началом возбуждения и началом возникновения ощущения.

первую очередь знать закономерности изменения концентрации молекул фотореагентов и скорости их фотодиссоциации и восстановления.

Пренебрегая флуктуацией распространения излучения и процессов его поглощения и преобразования в светочувствительном веществе[1], будем считать число фотонов, достигающих сетчатой оболочки глаза в единицу времени, и частоту импульсов тока действия в волокнах глазного нерва постоянными при постоянстве яркости наблюдаемого предмета.

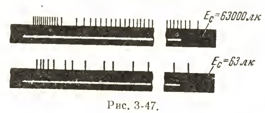


Рис. 3-47.

Среднее число фотонов однородного излучения, упавших в течение 1 *сек* на единицу площади сетчатой оболочки глаза, определится как

$$\bar{n} = \frac{E_\lambda}{683K(\lambda)h\nu},$$

где E_λ — освещенность сетчатки однородным излучением с длиной волны λ.

Заменяя $\nu = \frac{c}{\lambda}$ и подставляя значения

$$h = 6{,}624 \cdot 10^{-34} \ \textit{дж} \cdot \textit{сек} \ \text{и} \ c = 2{,}998 \cdot 10^{8} \ \textit{м} \cdot \textit{сек}^{-1},$$

получим:

$$\bar{n} = 7{,}4 \cdot 10^{15} \frac{E_\lambda}{K(\lambda)} \lambda,$$

или

$$\bar{n} = \frac{7{,}4 \cdot 10^{15}}{f^2} \tau(\lambda) \frac{\lambda}{K(\lambda)} q B_\lambda, \qquad (3\text{-}55)$$

так как согласно уравнению (1-94)

$$E_\lambda = \tau(\lambda) \frac{q}{f^2} B_\lambda,$$

где q — площадь входного зрачка глаза;

f — первое фокусное расстояние оптической системы глаза ($f \approx 1{,}7 \cdot 10^{-2}$ *м*).

[1] Особенности ощущения, возникающие в результате наличия флуктуации, рассмотрены в § 2-16.

Приняв диаметр внешнего членика светочувствительного элемента равным 1,5 *мк*, определим число молекул фотореагента, диссоциирующих в каждом светочувствительном элементе в единицу времени:

$$M'_з = 4{,}5 \cdot 10^7 \alpha(\lambda)\, \eta_к(\lambda)\, \tau(\lambda)\, \frac{\lambda}{K(\lambda)}\, qB_\lambda. \qquad (3\text{-}56)$$

Вследствие того, что излучения постоянной яркости при любом спектральном составе вызывают одинаковое число диссоциаций в единицу времени, можно сделать вывод о постоянстве произведения $\alpha(\lambda)\, \eta_к(\lambda)\, \tau(\lambda)\, \frac{\lambda}{K(\lambda)}$ для любого однородного и сложного излучений. Пользуясь этим соображением, определим это произведение для $\lambda = 0{,}55$ *мк*.

Согласно исследованиям Уолда, Гехта, Шлера и Пирена [Л. 98] концентрация молекул фотореагента невелика даже в условиях темновой адаптации глаза, вследствие чего лишь только 10—20% общего числа фотонов, упавших на сетчатку, поглощаются молекулами фотореагента. Малая концентрация эффективно поглощающего вещества позволяет (см. § 3-16) написать приближенное выражение коэффициента поглощения:

$$\alpha = 1 - e^{-mcl} \approx mcl,$$

где m — молекулярный показатель поглощения излучения фотореагентом;

c — концентрация молекул фотореагента в светочувствительных клетках;

l — толщина поглощающего слоя, численно равная длине палочек или колбочек.

Пользуясь приведенным уравнением и принимая концентрацию молекул фотореагента в условиях темновой адаптации равной $c_0 = 7 \cdot 10^3$ [Л. 90], получим:

$$ml = \frac{0{,}1}{c_0} \approx 1{,}42 \cdot 10^{-5}.$$

Следовательно, число молекул, диссоциирующих в 1 *сек* внутри каждого светочувствительного элемента, определится как

$$M'_\sigma = 640 \eta_к(\lambda)\, \tau(\lambda)\, \frac{\lambda}{K(\lambda)}\, cqB_\lambda. \qquad (3\text{-}56а)$$

Принимая для излучения с длиной волны $\lambda = 0{,}55$ *мк* коэффициент пропускания главных сред $\tau_\lambda = 0{,}565$ [Л. 98] и квантовый выход фотодиссоциации равным единице, следовательно, считая, что каждая молекула фотореагента, поглотившая фотон с этой длиной волны, диссоциирует, получим оконча-

тельное уравнение:

$$M'_{\sigma} = 200cqB. \qquad (3\text{-}57)$$

Это уравнение применимо к молекулам иодопсина, реагирующим на излучения любого спектрального состава, так как спектральная чувствительность колбочек определяется стандартизованной кривой видности излучения. Для учета числа молекул родопсина, диссоциировавших при поглощении ими фотонов видимого излучения, необходимо в уравнение (3-57) внести поправочный коэффициент, определяемый отношением значений видности излучения для ночного зрения $K'(\lambda)$ и дневного зрения $K(\lambda)$:

$$M'_{\sigma} = 200kcqB, \qquad (3\text{-}57а)$$

где $k = \frac{\Sigma b(\lambda) K'(\lambda) \Delta\lambda}{\Sigma b(\lambda) K(\lambda) \Delta\lambda}$ — поправочный коэффициент.

Как уже было показано ранее, в светочувствительных клетках, кроме диссоциации молекул фотореагента, происходит спонтанная диссоциация молекул второго рода. Число диссоциировавших молекул второго рода в 1 *сек* пропорционально числу положительных ионов, следовательно, числу диссоциировавших молекул фотореагента:

$$M''_{\sigma} = \beta(c_0 - c), \qquad (3\text{-}58)$$

где β — коэффициент скорости реакции спонтанного распада молекул второго рода;

c_0 и c — концентрации молекул фотореагента в условиях темновой адаптации и в исследуемый момент времени.

Принимая вероятность соединения ионов первого и второго родов с положительными ионами продуктов диссоциации фотореагента одинаковой, определим вероятность восстановления молекул фотореагента из общего числа положительных ионов. Вероятность восстановления определится отношением числа ионов восстановителя (ионы первого рода) к общему числу отрицательных ионов, поступивших из пигментного эпителия (ионы второго рода):

$$\frac{n'}{n' + n''} = \frac{a}{1 + a},$$

где n' и n'' — число ионов первого и второго родов, поступающих в светочувствительную клетку из эпителия;

$a = \frac{n'}{n''}$ — отношение числа ионов первого и второго родов.

Определив вероятность восстановления молекул фотореагента, можно написать уравнение баланса распада и восста-

новления молекул фотореагента [уравнения (3-58) и (3-57а)]:

$$\frac{a}{1+a}(200ckqB+\beta c_0-\beta c)=200ckqB.$$

Решая уравнение баланса относительно c, получим:

$$c=\frac{a\beta c_0}{a\beta+200kqB}. \tag{3-59}$$

Следовательно, число молекул фотореагента, диссоциирующих в 1 *сек*, определится [уравнение (3-57)] как

$$\mu_\sigma'=\frac{a\beta c_0}{1+\frac{a\beta}{200kqB}}. \tag{3-59а}$$

Не принимая во внимание ионы, получившиеся в результате спонтанного распада молекул второго рода[1], определим частоту импульсов тока действия в волокне зрительного нерва, если к нему присоединено N светочувствительных элементов:

$$H=\frac{NM_\sigma'}{\gamma}=\frac{200Na\beta kqBc_0}{\gamma(a\beta+200kqB)}, \tag{3-60}$$

где γ — пороговое число отрицательных ионов.

Исследование полученных уравнений позволяет сделать следующие выводы, определяющие основные закономерности восприятия света[2]:

1. С увеличением яркости поля зрения уменьшается концентрация молекул фотореагента, вследствие чего замедляется темп роста ощущения света (светлоты) по сравнению с темпом увеличения яркости (см. § 1-39). Так, например, с увеличением яркости от $B=0{,}1$ *нт* до $B=10^4$ *нт* частота импульсов тока действия возрастает с 0,53 до 146 $сек^{-1}$.

2. Темп роста частоты импульсов тока в волокне зрительного нерва снижается по мере увеличения яркости, причем предельное значение ощущения света определяется предельно максимальной частотой импульсов тока в каждом волокне зрительного нерва:

$$H_{пред}=\frac{a\beta}{\gamma}c_0.$$

Принятые значения коэффициентов a и β, а также темновой концентрации фотореагента c_0 и порогового числа отрицатель-

---

[1] Число ионов, появляющихся в результате распада молекул второго рода, невелико по сравнению с числом ионов, образуемых при распаде фотореагента.

[2] Количественные соотношения, приведенные в выводах, получены из следующих значений параметров зрительного процесса: $c_0=7\cdot10^3$; $a\beta=0{,}15$; $\gamma=7$ [Л. 89].

ных ионов γ определяют

$$H_{пред} = 150\ сек^{-1}.$$

По данным Хартлайна [Л. 94] предельное число импульсов в волокнах зрительного нерва равно 130 $сек^{-1}$, что достаточно точно совпадает с расчетным значением.

3. Пороговое зрительное ощущение большой равнояркой поверхности характеризуется флуктуирующими появлениями отдельных вспышек света в различных случайных местах поля зрения, занятого светящей поверхностью. Так, например, согласно уравнению (3-60) на пороге обнаружения света, излучаемого диском с угловым размером по диаметру 20°, вероятность фотодиссоциации одной молекулы родопсина внутри одной палочки определяется временем 4 200 *сек* *. Эта цифра, на первый взгляд кажущаяся невероятной, объясняется тем, что на участке сетчатой оболочки с угловым размером 20° размещено $\sim 3 \cdot 10^6$ палочек, соединенных с корой головного мозга и $\sim$ 15 тыс. волокон зрительного нерва. Следовательно, во всех облучаемых светочувствительных окончаниях нервных волокон каждую секунду в среднем происходит около 700 диссоциаций молекул родопсина, чему соответствует суммарная частота импульсов тока действия во всех работающих волокнах зрительного нерва $f_{общ} = 100\ сек^{-1}$. Сто вспышек в секунду возникают бессистемно в $15 \cdot 10^3$ нервных волокнах, вследствие чего средняя частота импульсов тока в каждом волокне менее 0,01 $сек^{-1}$. Так как на каждое волокно приходится в среднем около 200 палочек, занимающих зону сетчатой оболочки с угловым размером 8—10′, случайные вспышки, ощущаемые глазом при каждом импульсе тока действия, не сосредоточены в точке, а распределены в некоторой зоне (8—10′) поля зрения. Такое пространственное рассредоточение каждой вспышки облегчает формирование общего ощущения светящей поверхности из серии вспышек, бессистемно возникающих в пределах ее контура.

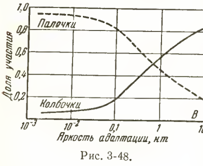


Рис. 3-48.

4. При пороговых режимах видения случаи диссоциации молекул родопсина в палочках настолько редки, что их концентрация

* Расчет частоты импульсов тока и числа диссоциировавших молекул фотореагента произведен для белого света ($T_ц = 2\,854$°К), воспринимаемого палочками ($k = 0{,}55$) при уровне пороговой яркости $B_{пор} = 7 \cdot 10^{-6}$ *нт*.

практически не меняется (рис. 3-48). Резкое уменьшение концентрации молекул родопсина при увеличении яркости поля зрения сверх $B=0{,}1$ *нт* следует объяснить значительным отставанием роста скорости регенерации от бурного увеличения скорости их распада, чему способствует диссоциация продуктов распада родопсина — ретинена, наблюдаемая при поглощении ионами ретинена коротковолновых фотонов видимого излучения. Вследствие этого, длительное воздействие на глаз излучения с яркостью $B \geqslant 10$ *нт* приводит к резкому уменьшению концентрации молекул родопсина и значительному снижению роли палочек в зрительном процессе. Малая начальная концентрация молекул родопсина в колбочках по сравнению с концентрацией родопсина в палочках, а также значительно бо́льшая индивидуализация обслуживания колбочек волокнами зрительного нерва приводят часто к спонтанному восстановлению ионов продуктов распада вследствие большого интервала времени между смежными импульсами при малой яркости объекта наблюдения. Вследствие этого заметная роль колбочек в зрительном процессе сказывается лишь при яркостях $B \geqslant 0{,}1$ *нт*.

Все приведенные закономерности возникновения импульсов тока действия и их распространения по волокнам зрительного нерва справедливы для установившегося процесса зрения. Переходный режим зрительного процесса осложняется непрерывным изменением концентрации молекул фотореагента, возникающим в результате отсутствия баланса между диссоциацией и восстановлением. Изменение концентрации молекул фотореагента можно рассматривать как алгебраическую сумму числа диссоциировавших и восстановленных молекул фотореагента в течение бесконечно малого промежутка времени dt при переходе с яркости B_1 на B_2:

$$dc = -dM'_\sigma + \frac{a}{1+a}(dM'_\sigma + dM''_\sigma),$$

где dM'_σ и dM''_σ — число молекул, диссоциировавших в результате поглощения фотонов и соударений в течение времени dt.

Следовательно, скорость изменения концентрации молекул фотореагента в период переходного режима определится как

$$\frac{dc}{dt} = -200kcqB_2 + \frac{a}{1+a}[200kcqB_2 + \beta(c_0 - c)].$$

Преобразуем полученное дифференциальное уравнение:

$$\frac{dc}{dt} + \frac{1}{1+a}(200kqB_2 + a\beta)\,c - \frac{a\beta}{1+a}c_0 = 0. \qquad (3\text{-}61)$$

Решая это уравнение, получим закономерность изменения концентрации светочувствительного вещества в период неустано-

вившейся фазы зрительного процесса при переключении взгляда с яркости B_1 на B_2:

$$c_t = De^{\frac{-a\beta+200kqB_2}{1+a}t} + c_0\frac{a\beta}{a\beta+200kqB_2},$$

где D — постоянная интегрирования, определяемая из начальных условий процесса адаптации.

Для определения величины D положим $t=0$. В этот начальный период адаптационного процесса концентрация фотореагента будет определяться предшествующей яркостью B_1. Согласно уравнению (3-59) величина c_t при $t=0$ будет равна:

$$c_1 = c_0\frac{a\beta}{a\beta+200kqB_1},$$

откуда определится постоянная D:

$$D = c_0\frac{a\beta}{a\beta+200kqB_1} - c_0\frac{a\beta}{a\beta+200kqB_2}.$$

Следовательно, искомая концентрация фотореагента для любого времени t процесса адаптации определится как

$$c_t = (c_1 - c_2)\,e^{-\frac{a\beta+200kqB}{1+a}t} + c_2, \qquad (3\text{-}62)$$

где c_1 и c_2 — установившиеся концентрации фотореагента при яркости B_1 и B_2 [уравнение (3-59)].

Нетрудно видеть, что концентрация фотореагента равна c_1 при $t=0$ и стремится к c_2 при больших значениях времени адаптации. Полученное уравнение показывает также различную продолжительность световой ($B_1 < B_2$) и темновой ($B_1 > B_2$) адаптации. Для исследования этой закономерности возьмем наиболее резко выраженные случаи темновой адаптации ($B_2 = 0$) и световой ($B_1 = 0$).

В первом случае показатель степени экспоненциальной функции, равный $\frac{a\beta}{1+a}t$, будет очень медленно увеличиваться при росте t, так как коэффициент β очень невелик, в особенности для палочек, а дробь $\frac{a}{1+a} < 1$. Медленный рост показателя степени определяет медленный рост концентрации родопсина и связанное с этим уменьшение пороговой яркости (рис. 3-49).

Процесс световой адаптации, как показывают опыты, протекает значительно быстрее, чему также соответствует полученное уравнение, так как показатель степени экспоненциальной функции [см. уравнение (3-62)] резко возрастает при больших значениях яркости B_2, когда падение концентрации иодопсина, следовательно и световой чувствительности, особенно интенсивно (рис. 3-50).

Несмотря на достаточно удовлетворительное совпадение расчетных данных с экспериментальными, полученное уравнение (3-62) следует считать приближенным, не учитывающим деталей процессов адаптации [1].

Зрительное ощущение позволяет нам судить о размере, форме, расстоянии и взаимном расположении предметов и их движении. Следовательно, восприятие пространства является в основном функцией органа зрения. Суждение о размере предмета мы получаем на основе оценки размера его изображения на сетчатой оболочке и расстояния до рассматриваемого предмета. Наиболее точное сопоставление размеров возможно в тех случаях, когда сравниваемые предметы одинаково удалены от глаза наблюдателя.

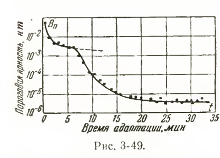


Рис. 3-49.

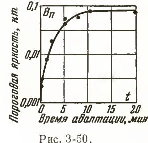


Рис. 3-50.

Зрительное определение расстояния до наблюдаемого предмета производится путем сопоставления ряда признаков, в частности ожидаемого размера известного предмета и его изображения на сетчатке, возможности различения отдельных деталей предмета, подсознательным анализом действия конвергирующих [2] и аккомодирующих мышц глаза, а также на основе сопоставления взаимного расположения наблюдаемого и других предметов, находящихся в поле зрения наблюдателя. Как показывает опыт, зрительное определение расстояния значительно более точно осуществляется бинокулярным зрением, так как только при зрении двумя глазами имеют место конвергенция и определение рельефа пространства, способствующие определению расстояния. Ощущение рельефа при бинокулярчом зрении основывается на различии изображений в правом и левом глазе вследствие различия их

[1] При выводе уравнения (3-62) не учтены изменения чувствительности центральной нервной системы, возможные изменения коэффициентов a и β, а также динамика изменения диаметра зрачка глаза.

[2] Конвергенцией принято называть сведение глазных осей на близко расположенный объект наблюдения для получения изображений в корреспондирующих точках сетчатых оболочек правого и левого глаза.

расположения по отношению к наблюдаемому предмету, в особенности близко расположенному к наблюдателю. Каждой точке сетчатки правого глаза соответствуют вполне определенные точки сетчатки левого глаза, изображения в которых воспринимаются нами как одни и те же точки пространства (рис. 3-51). Такие точки сетчатых оболочек принято называть корреспондирующими. Так, например, корреспондирующими являются центральные ямки обеих сетчаток. При значительных смещениях изображения одного и того же предмета относительно корреспондирующих зон возникает двоение изображения. При небольших значениях диспаратности (отклонениях от корреспондирующих зон) и одностороннем смещении изображений возникает новое ощущение — ощущение разноудаленности данного предмета по сравнению с фиксируемым. Мерой диспаратности изображения является *бинокулярный параллакс*, определяемый линиями зрения на фиксируемый и удаленный или расположенный ближе предметы. Минимальное значение бинокулярного параллакса, при котором наблюдатель различает разноудаленность двух предметов, принято называть *порогом глубины*. Величина порога глубины согласно материалам экспериментальных исследований зависит от формы предметов, уровня яркости, времени наблюдения и других факторов. В среднем при яркости поля зрения не менее 10 *нт* порог глубины черных объектов на черном фоне равен 10—15 угловых секунд.

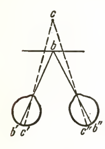


Рис. 3-51.

Точность определения взаимного расположения предметов внешнего пространства возможна лишь только в центральной ямке сетчатки, где на каждое волокно зрительного нерва приходится не более 2—3 колбочек. Такая индивидуализация передачи сигналов от светочувствительных элементов к коре головного мозга центральной части сетчаток обеспечивает способность различать мелкие детали, отличающиеся от фона яркостью. Способность глаза различать мелкие детали характеризуется *остротой различения*, определяемой величиной, обратной минимальному угловому размеру различаемой детали (промежуток между двумя объектами, отличающийся от объектов яркостью, или небольшая плоская простейшая фигура, например диск на фоне иной яркости), обеспечивающему вероятность различения более 0,50. Острота различения зависит от яркости фона и контраста яркости объекта различения с фоном (рис. 3-52). Как было показано ранее (§ 2-16), острота различения определяется различием импульсов тока действия в смежных волокнах зрительного нерва, превышающим флуктуации.

Движение предмета зрительно ощущается нами по перемещению изображения движущегося предмета на сетчатой оболочке или по необходимости передвигать глаза для фиксации движущегося предмета в центральной ямке. Движение предмета, перемещающегося на равномерном фоне, различается глазом при угловой скорости 12—20′ в 1 *сек.* Эта пороговая скорость значительно уменьшается (до 1—3′ в 1 *сек*), если наблюдаемый предмет перемещается относительно других неподвижных предметов.

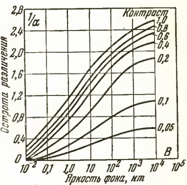


Рис. 3-52.

Способность органа зрения человека дифференцировать спектральный состав излучения вызывает *ощущения* различной *цветности.* Эта способность основана на наличии в сетчатой оболочке глаза трех разновидностей колбочек, отличающихся друг от друга различным составом светочувствительного вещества с различной чувствительностью к однородным излучениям разных длин волн [1].

Впервые мысль о трехцветной теории зрения была высказана М. В. Ломоносовым [Л. 4], который предполагал наличие в веществе, заполняющем сетчатую оболочку «дна ока», трех «первоначальных элементов материи». Эти «первоначальные элементы материи» согласно теории Ломоносова взаимодействуют с троякого рода «ефирными частицами», «зыблющееся» (колебательное) и «коловратное» (вращательное) движения которых являются причинами возникновения света и цвета. Общее число частиц эфира, находящихся в колебательном и вращательном движении, определяет по Ломоносову величину излучения, а соотношение числа частиц эфира разного рода, находящихся в движении, — его цветность.

«Наконец, нахожу, — пишет Ломоносов в своем докладе, — что от первого рода ефира происходит цвет красной, от второго желтой, от третьего голубой. Протчие цветы рождаются от смешения первых».

Каждый из «первоначальных элементов материи», из которых состоит светочувствительное вещество глаза, может взаимодействовать лишь только с одним из трех эфирных частиц... «первой величины ефир совмещается с соляною, второй величины с ртутною, третьей величины с серною... материею».

Из краткого изложения сути доклада М. В. Ломоносова можно видеть в его теории цветового зрения основы современной трехцветной теории.

---

[1] Некоторые авторы предполагают, что колбочки имеют лишь один тип фотореагента, но три нервных окончания, связанных с различными участками коры головного мозга (Гассе, 1867 г., Лебук, 1908 г., Федоров, 1939 г.). Однако это предположение вызывает сомнение, так как не подкреплено гистологическими исследованиями (Поляк, 1941 г.).

Лишь через 46 лет (в 1802 г.) английский ученый Т. Юнг (1773—1829) вновь высказал гипотезу о трехкомпонентности цветового зрения. В лекциях по теории света и цвета [Л. 101] Юнг, отмечая малую вероятность наличия особых воспринимающих аппаратов для каждого однородного излучения, высказывал предположения о наибольшей вероятности наличия только трех таких аппаратов. «Необходимо предположить, — писал он, — что число этих воспринимающих аппаратов («частиц») ограничено, например, числом трех основных цветов: красного, желтого и синего [1].

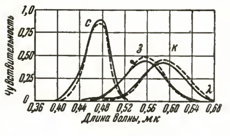


Рис. 3-53.

Трехцветная гипотеза цветового зрения была более детально разработана Г. Гельмгольцем и опубликована им во втором томе своего капитального труда по физиологической оптике [Л. 92]. Каждый из трех цветоощущающих аппаратов по Гельмгольцу создает при возбуждении ощущение насыщенного цвета (красного, зеленого и фиолетового). Любое излучение, даже однородное, падая на глаз человека, одновременно действует на все три цветоощущающих аппарата, причем действие на каждый из них различно по интенсивности.

Соотношение уровней возбуждения этих трех цветоощущающих аппаратов определяет цветность излучения. Механизм действия этих аппаратов Гельмгольцем не рассматривался.

Впервые гипотезу о фотохимической основе механизма действия излучения на каждый из трех цветоощущающих аппаратов высказал в 1923 г. акад. П. П. Лазарев [Л. 97]. Этой гипотезой была вновь подтверждена мысль М. В Ломоносова о различной химической структуре трех фотореагентов. Параллельно с разработкой гипотезы цветового зрения разрабатывались методы определения и проводились исследования спектральных характеристик трех цветовоспринимающих аппаратов (Максвелл, 1860 г.; Кениг и Дитеричи, 1892 г.; Хехт, 1932 г.; Федоров, 1935 г.; Райт, 1937 г.; Нюберг, 1948 г. и др.).

На рис. 3-53 приведены спектральные кривые трех основных возбуждений колбочкового аппарата глаза, полученные В. И. Федоровой и Н. Т. Федоровым [Л. 102]. Эти кривые получены путем измерения яркости однородных излучений по всему видимому спектру при искусственном выведении одного из трех аппаратов предварительным освещением глаза мощным излучением в узкой области спектра, создающим бурный распад молекул фотореагента одного из цветоощущающих аппаратов.

До 1947 г. гипотеза цветового зрения подтверждалась лишь предположениями и косвенными наблюдениями, среди которых основными являлись: оптическое смешение цветов, частичная цветовая слепота, цветовая адаптация, действие побочных раздражителей на цветовую чувствительность и др. Впервые прямое экспериментальное подтверждение этой гипотезы было сделано Р. Гранитом [Л. 95] в 1947 г., когда им электрофизиологическим

---

[1] В последующих работах Т. Юнг принял за основные цвета красный, зеленый и фиолетовый.

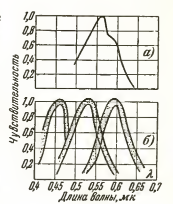
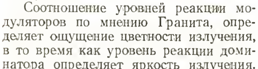


Рис. 3-54.

методом были обнаружены четыре световоспринимающих аппарата. Первый из них, имеющий спектральную кривую с максимумом в области 0,55—0,56 *мк* и шириной во всю область видимого участка спектра (рис. 3-54,*а*), был назван *доминатором*. Три другие, имеющие узкие кривые спектральной чувствительности с максимумами в областях 0,46; 0,53 и 0,60 *мк* (рис. 3-54,*б*), были названы Гранитом *модуляторами*.



Соотношение уровней реакции модуляторов по мнению Гранита, определяет ощущение цветности излучения, в то время как уровень реакции доминатора определяет яркость излучения.

Исследования проводились на наркотизированных животных, обладающих цветовым зрением. Передняя часть глаза подопытных животных была удалена и сетчатая оболочка открыта. Экспериментатор прикладывал к обнаженной сетчатой оболочке микроэлектроды и измерял токи действия в отдельных волокнах или в небольшой группе волокон зрительного нерва при облучении однородными потоками. Уровень освещенности сетчатки во время опытов был принят высоким, что обеспечивало участие в зрении колбочек.

Мнение Гранита о наличии доминаторов, уровень реакции которых определяет количественную меру зрительного ощущения, подвергается сомнению многими физиологами, однако следует отметить, что наличие или отсутствие такого суммирующего аппарата не имеет существенного значения. При отсутствии доминаторов следует предполагать, что уровень яркости определяется суммой реакции трех модуляторов.

На основании перечисленных предположений и результатов экспериментальных наблюдений можно вывести основные соотношения, определяющие *цветовое ощущение* при освещении глаза излучением с заданным спектральным составом. Предположим, что на орган зрения действует однородное излучение с некоторой яркостью B_λ, обеспечивающей преимущественно работу колбочкового световоспринимающего аппарата. Пусть в этом случае по истечении адаптационного периода в каждом из трех модуляторов установится следующая концентрация фотореагентов: $c_к$—красноощущающего, $c_з$—зеленоощущающего и c_c—синеощущающего. Согласно уравнению (3-57а) можно записать числа диссоциировавших молекул в единицу времени *к*-реагента, *з*-реагента и *с*-реагента [1]:

$$M_к = 200 c_к k_к q B_\lambda;\quad M_з = 200 c_з k_з q B_\lambda \text{ и } M_c = 200 c_c k_c q B_\lambda, \quad (3\text{-}63)$$

[1] Красноощущающий фотореагент будем в последующем называть *к*-реагент, зеленоощущающий—*з*-реагент и синеощущающий—*с*-реагент.

где

$$k_к = \frac{k_\lambda}{K_\lambda}; \quad k_з = \frac{з_\lambda}{K_\lambda} \text{ и } k_с = \frac{c_\lambda}{K_\lambda};$$

k_λ, $з_\lambda$ и c_λ — значения относительной спектральной чувствительности трех модуляторов.

Произведения $k_к I_\lambda = k(\lambda) B_\lambda$; $k_з B_\lambda = з(\lambda) B_\lambda$ и $k_с B_\lambda = c(\lambda) B_\lambda$ можно рассматривать как компоненты яркости заданного излучения:

$$B_к + B_з + B_с = B,$$

где

$$B_к = k_к B_\lambda; \; B_з = k_з B_\lambda \text{ и } B_с = k_с B_\lambda;$$

следовательно,

$$k(\lambda) + з(\lambda) + c(\lambda) = K(\lambda). \tag{3-64}$$

Для сложного излучения, действующего на глаз человека, коэффициенты $k_к$, $k_з$ и $k_с$ определятся отношением интегральных выражений k, $з$ и c-компонентов яркости к ее фотометрическому значению:

$$k_к = \frac{\int \varphi(\lambda) k(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) d\lambda}; \; k_з = \frac{\int \varphi(\lambda) з(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) d\lambda} \text{ и } k_с = \frac{\int \varphi(\lambda) c(\lambda) d\lambda}{\int \varphi(\lambda) K(\lambda) d\lambda},$$

где $\varphi(\lambda)$ — спектральная интенсивность лучистого потока.

Приведенные уравнения позволяют определить $к$, $з$ и $с$-компоненты яркости как некоторые фиктивные яркости таких излучений, которые обладают потенциальной возможностью произвести диссоциацию молекул $к$, $з$ и $с$-фотореагентов, причем только одного из трех. Это определение и предшествующие равенства позволяют написать выражение для числа молекул $к$, $з$, $с$-реагентов, вступивших в реакцию:

$$M_к = 200\, c_к q B_к; \; M_з = 200\, c_з q B_з; \; M_с = 200\, c_с q B_с. \tag{3-65}$$

Из полученных равенств следует, что частота импульсов тока в $к$, $з$, $с$-волокнах зрительного нерва при постоянстве площади входного зрачка, следовательно при заданном уровне яркости светящей поверхности и ее углового размера, определится произведением концентрации соответствующего реагента и компоненты яркости.

Дифференциация спектрального состава излучения органом зрения человека, очень несовершенная с точки зрения современной техники спектральных измерений, но весьма целесообразная для восприятия окружающего нас пространства, основана на сопоставлении уровней реакции трех $к$, $з$, $с$-приемников.

Мерой дифференциации органом зрения спектрального состава излучения может служить соотношение частот импульсов в *к*, *з*, *с*-волокнах зрительного нерва или чисел диссоциировавших молекул *к*, *з*, *с*-реагентов. Нетрудно видеть, что эти соотношения можно определить любыми двумя коэффициентами из трех:

$$\mu_к = \frac{M_к}{\sum M}; \ \mu_з = \frac{M_з}{\sum M}; \ \mu_с = \frac{M_с}{\sum M}, \qquad (3\text{-}66)$$

где $\sum M = M_к + M_з + M_с$.

Необходимость и достаточность любой пары коэффициентов из трех определяется тем, что сумма всех трех коэффициентов реакции глаза на любое излучение равна единице:

$$\mu_к + \mu_з + \mu_с = 1. \qquad (3\text{-}67)$$

Любая пара коэффициентов $\mu_к$ и $\mu_з$, $\mu_к$ и $\mu_с$ или $\mu_з$ и $\mu_с$, характеризуя зрительную оценку спектрального состава излучения, определяет качественную сторону зрительного ощущения — *ощущение цветности* излучения. Основываясь на этих свойствах коэффициентов $\mu_к$, $\mu_з$ и $\mu_с$, их следует называть *коэффициентами цветоощущения*.

Из уравнений (3-63) и (3-65) следует, что ощущение цветности определяется не только спектральным составом излучения, но также и состоянием органа зрения, в частности соотношением концентрации *к*, *з* и *с*-реагентов. Зависимость ощущения цветности от состояния органа зрения может приводить к изменению ощущения цветности излучения с постоянным спектральным составом. Этот процесс, носящий название *цветовой адаптации*, возникает в результате неодинакового во времени изменения концентрации *к*, *з* и *с*-реагентов после предварительного неодинакового возбуждения трех цветовоспринимающих аппаратов глаза цветным излучением. Учет этих изменений ощущения в большинстве случаев очень затруднителен, вследствие чего принято вводить объективную величину, характеризующую качественный состав излучения на основе зрительной оценки в условиях установившегося процесса зрения. Эта величина, характеризующая излучение любого спектрального состава и называемая *цветностью излучения*, определяет качественную реакцию глаза (ощущение цветности) в режиме установившейся адаптации на оцениваемое излучение.

Как следует из уравнений (3-65), в режиме установившейся адаптации цветоощущение можно определить соотношением компонентов яркости:

$$k_к = \frac{B_к}{B}; \ k_з = \frac{B_з}{B} \text{ и } k_с = \frac{B_с}{B}. \qquad (3\text{-}68)$$

Так же как и для коэффициентов цветоощущения из трех коэффициентов $k_к$, $k_з$ и k_c, определяющих цветность, любая пара определяет третий, так как

$$k_к + k_з + k_c = 1. \tag{3-69}$$

Эти коэффициенты принято называть *координатами цветности*[1] или трехцветными коэффициентами. Нетрудно видеть из определения *к*, *з*, *с*-компонентов яркости, что любому излучению с заданным спектральным составом соответствует определенная цветность, характеризуемая двумя координатами. Кроме двух координат цветности, характеризующих качественную сторону зрительного ощущения, для более полной его характеристики необходимо знать яркость оцениваемого излучения, определяющую в условиях стационарного зрительного процесса уровень ощущения. Такую трехмерную величину, предназначенную для качественной и количественной оценок излучения по зрительному ощущению, принято называть *цветом*.

---

[1] Цветовые графики и принципы их построения рассматриваются во второй части учебного пособия „Основы светотехники".

ЛИТЕРАТУРА

Ф. Энгельс, Диалектика природы, Госполитиздат, 1950.

В. И. Ленин, Материализм и эмпириокритицизм, Соч., т. 14.

В. И. Ленин, Философские тетради, Ленинские сборники, вып. IX и XII, 1930.

Гл. I

1. С. И. Вавилов, Философские проблемы современной физики, Сборник работ АН СССР, 1952.

2. Х. Гюйгенс, Трактат о свете, Научно-техническое издательство, 1935.

3. И. Ньютон, Оптика или трэктат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света, Госиздат, 1926.

4. М. В. Ломоносов, Слово о происхождении света, новую теорию о цветах представляющее, Избранные философские произведения, Госполитиздат, 1950, стр. 282.

5. О. Френель, О свете, Госиздат, 1928.

6. К. Максвелл, Избранные сочинения по теории электромагнитного поля, Гостехиздат, 1952.

7. Основы электротехники, Под редакцией проф. К. А. Круга, Госэнергоиздат, 1953.

8. П. Н. Лебедев, Избранные сочинения, Гостехиздат, 1949.

9. Л. М. Биберман, Н. Г. Сушкин, В. А. Фабрикант, О дифракции поочередно летящих электронов, АН СССР, т. LXVI, 1949, № 1.

10. Г. С. Ландсберг, Оптика, Общий курс физики, т. III, Гостехиздат, 1952.

11. М. М. Гуревич, О спектральном распределении мощности излучения, „Успехи физических наук", т. LVI, 1955, вып. 3, июль.

12. Сборник работ по киносъемочной технике, Госкиноиздат, 1952.

13. Э. В. Шпольский, Атомная физика, Гостехиздат, 1950.

14. М. В. Ломоносов, Письмо Л. Эйлеру, Избранные философские произведения, Госполитиздат, 1950, стр. 160.

15. И. П. Павлов, Доклад на XII съезде естествоиспытателей и врачей, Полное собрание сочинений, т. III, Медгиз, 1951.

16. Г. Г. Слюсарев, Геометрическая оптика, Изд. АН СССР, 1946.

17. А. А. Гершун, Эквивалентная яркость, ДАН СССР, т. XXXVII, 1942, № 4.

18. А. А. Волькенштейн и Д. И. Андреев, Визуальные измерения в области малых яркостей, Проблемы физиологической оптики, т. 8, 1953.

А. А. Волькенштейн, Особенности визуальной фотометрии в области малых яркостей, „Журнал технической физики", т. XXIV, 1954, № 4.

А. А. Волькенштейн, Фотометр для измерения малых яркостей, „Светотехника", 1955, № 4.

19. С. Г. Юров, Спектральная чувствительность глаза в условиях сумеречной адаптации, „Светотехника", 1955, № 1.

20. K. Weawer, A Provisional Standard Observer for Low Level Photometry, JOSA, vol. 39, 1949, № 4.

21. В. В. Мешков, Осветительные установки, Госэнергоиздат, 1947.

Гл. 2

22. П. Бугер, Оптический трактат о градации света, Изд. АН СССР, 1950.

23. С. И. Вавилов, Действие света, Госиздат, 1952.

24. J. H. Lambert, Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae, 1760.

25. В. А. Фок. Освещенность от поверхностей произвольной формы, „Труды ГОИ", 28, 1928.

26. А. А. Гершун, Световое поле от поверхностных излучателей, „Труды ГОИ", 38, 1928.
27. А. А. Гершун и М. М. Гуревич, Световое поле, „Журнал Русского физико-химического общества", № 4, 1928.
28. Н. Г. Болдырев, О световом поле в светорассеивающих срединах, Труды ГОИ, 59, 1931.
29. А. А. Гершун, Световое поле, Гостехиздат, 1936.
30. P. Moon, The Scientific Basis of the Illuminating Engineering, 1936.
31. Ю. А. Суринов, О некоторых основных уравнениях теории поля теплового излучения, ДАН СССР, т. LXXII, 1950, № 3.
32. Н. Г. Болдырев, Теоретическая фотометрия, Гостехиздат, 1937.
33. М. Планк, Теория теплового излучения, Гостехиздат, 1935.
34. W. Arndt, Raumbeleuchturgstechnik, Berlin, 1930.
35. Н. А. Умов, Избранные сочинения, Гостехиздат, 1950.
36. П. Н. Лебедев, Собрание сочинений, 1913.
37. В. А. Фабрикант, Работы П. Н. Лебедева по световому давлению, „Успехи физических наук", 1950, вып. 2.
38. В. Г. Левич, Введение в статистическую физику, Гостехиздат, 1950.
39. A. Einstein, Annalen der Physik, 17, 1905.
40. С. И. Вавилов, Микроструктура света, Изд. АН СССР, 1950.
41. А. Ф. Иоффе, Основные представления современной физики, Гостехиздат, 1949.
42. S. Hecht, S. Shlaer, N. Pirenne, Journal Optical Society America, 32, 1942.
43. Е. С. Ратнер, Связи характеристик зрения с квантовыми флуктуациями света, ДАН СССР, 1955, № 1.
44. Г. А. Луизов, Квантовые флуктуации света и зрение, „Природа" 1951, № 7.
45. Г. А. Лоренц, Теория электронов, Гостехиздат, 1953.
46. О. Френель, Избраные труды по оптике, Гостехиздат, 1955.
47. А. А. Эйхенвальд, Теоретическая физика, т. VI, Гостехиздат, 1938.
48. Г. С. Ландсберг, Л. И. Мандельштам, Новое явление при рассеянии света (предварительное сообщение), ЖРФХО, 60, 1928.
49. C. V. Raman, K. S. Krischnan, Nature, March 31, 1928, April 21, 1928, May 21, 1928.
50. П. И. Хорошилов, Расчет светового потока от прямоугольника на прямоугольник. „Светотехника", 1938, 2.
51. Л. И. Мандельштам, Об оптически однородных и мутных средах, Полное собрание трудов, т. I, Изд. АН СССР, 1948.
52. К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, Гостехиздат, 1951.
53. В. В. Шулейкин, Физика моря, Изд. АН СССР, 1952.
54. А. А. Гершун, К теории светового поля в рассеивающей среде, ДАН СССР, т. XIX, 1945, № 8.

Гл. 3

55. М. В. Ломоносов, Избранные философские произведения (опыт теории о нечувствительных частицах тел и вообще о причинах частных качеств. Размышления о причине теплоты и холода), Госполитиздат, 1950.
56. А. В. Лыков, Теория сушки, Госэнергоиздат, 1950.
57. П. Д. Лебедев, Сушка инфракрасными лучами, Госэнергоиздат, 1955.
58. А. В. Лыков, Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1952.
59. А. Г. Столетов, Собрание сочинений, т. I, Гостехиздат, 1939.
60. С. Ю. Лукьянов, Фотоэлементы, Изд. АН СССР, 1948.

61. Н. О. Чечик, С. М. Файнштейн, Т. М. Лифшиц, Электронные умножители, Гостехиздат, 1954.
62. Р. Смит, Фотосопротивления для инфракрасной области спектра, Сборник переводов „Действие излучений на полупроводники", Изд. иностранной литературы, 1954.
63. А. Ф. Иоффе, Физика полупроводников, Изд. АН СССР, 1957.
64. С. И. Вавилов, Собрание сочинений, т. II, Изд. АН СССР, 1952.
65. В. А. Левшин, Фотолюминесценция жидких и твердых веществ, Гостехиздат, 1951.
66. П. Прингсгейм, Флуоресценция и фосфоресценция, Изд. иностранной литературы, 1956.
67. Э. И. Адирович, Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, Гостехиздат, 1956.
68. М. А. Константинова-Шлезингер, Люминесцентный анализ, Изд. АН СССР, 1948.
69. Н. Ф. Жиров, Люминофоры, Оборонгиз, 1940.
70. А. Н. Теренин, Фотохимия красителей, Изд. АН СССР, 1947.
71. П. П. Лазарев, Выцветание красок и пигментов в видимом свете. Собрание сочинений, т. II, Изд. АН СССР, 1950.
72. М. Борн, Химическая связь и квантовая механика, Харьков, 1932.
73. В. Н. Кондратьев, Структура атомов и молекул, Изд. АН СССР, 1946.
74. П. П. Лазарев, О кинетике фотохимических реакций, Собрание сочинений, т. II, Изд. АН СССР, 1950.
75. Я. М. Катушев и В. И. Шеберстов, Основы теории фотографических процессов, Изд. „Искусство", 1954.
76. Р. Герни и Н. Мотт, Электронные процессы в ионных кристаллах, Изд. иностранной литературы, 1950.
77. К. А. Тимирязев, Избранные работы по хлорофиллу и усвоению света растением. Изд. АН СССР, 1948.
78. Е. Рабинович, Фотосинтез, Изд. иностранной литературы, т. I, 1951; т. II, 1953.
79. В. Н. Любименко, Фотосинтез и хемосинтез в растительном мире, Сельхозгиз, 1935.
80. А. А. Ничипорович, Световое и углеродное питание растений, Изд. АН СССР, 1955.
81. А. Ф. Клешнин. Растение и свет, Изд. АН СССР, 1954.
82. Б. С. Мошков, Выращивание растений на искусственном освещении, Сельхозгиз, 1953.
83. А. Мейер и Э. Зейтц, Ультрафиолетовое излучение, Изд. иностранной литературы, 1952.
84. Д. Н. Лазарев, Ультрафиолетовая радиация, Госэнергоиздат, 1950.
85. В. Ф. Соколов, Обеззараживание воды бактерицидными лучами, Изд. Мин. Ком. хоз., 1954.
86. R. Leix, Lichttherapie, Leipzig, 1947.
87. Тезисы докладов и материалы научного совещания по применению ультрафиолетового излучения в связи с проблемой ультрафиолетовой недостаточности, Медгиз, 1954.
88. С. О. Майзель, Физическая схема зрительного процесса в сетчатке, Сборник материалов Всесоюзной сессии по светотехнике, Госэнергоиздат, 1948.
89. С. О. Майзель, Некоторые физические процессы в светочувствительных клетках сетчатки, Проблемы физиологической оптики, т. IX, Изд. АН СССР, 1950.
90. С. О. Майзель, Теоретические основы фотометрии, „Известия АН СССР", ОТН, 9, 1949.

91. С. О. Майзель, Статистика зрительного процесса при дневном зрении (в колбочках), „Известия АН СССР", ОТН, 3, 1951.
92. H. Helmholtz, Handbuch d. physiologischen Optik, 3 Aufl., Hamburg u. Leipzig, 1909—1911.
93. E. Adrian, Rod and Cone Components in the Electric Response of the Eye, Journ. of Physiol., London, 105, July.
94. H. Hartline, The Response of Single Optic Nerve Fibres of the Vertebrate Eye to Illumination of the Retina, Am. Journ. Physiol, 121, № 2.
95. R. Granit, Sensory Mechanisms of the Retina, London, 1947.
96. П. П. Лазарев, Ионная теория возбуждения, Госиздат, 1923.
97. П. П. Лазарев, Исследования по адаптации, Изд. АН СССР, 1947.
98. С. В. Кравков, Глаз и его работа, Изд АН СССР, 1950.
99. Г. Хартридж, Современные успехи физиологии зрения, Изд. иностранной литературы, 1952.
100. S. Polyak, The Retina, Chicago, 1941.
101. Th. Jong, Lecture on the Theory of Light and Colours, Phil. Trans. Roy. Soc., 21, 1802.
102. В. И. Федорова, Н. Т. Федоров, Исследования по цветному зрению, „Известия АН СССР, Отд. матем. и естеств. наук", 9, 1935, стр. 1431.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ



ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
53	19 снизу	$T \to$	$T \to \infty$
71	12 сверху	вызывающих уровень	вызывающих одинаковый уровень
85	8 сверху	*вт*·*м*$^{-2}$	*вт*·*м*$^{-2}$·*мк*$^{-1}$
113	Рис. 2-2	$d\varphi$	$d\beta$
121	2 снизу	$= -0{,}5 \frac{I}{l^3} \vec{l^\circ}$	$= -0{,}5 \frac{I}{l^2} \vec{l^\circ}$
155	3 снизу	$r_i = \frac{n}{i} \sqrt{1 - \left(\frac{i}{n}\right)^2}$	$r_i = \frac{nl}{i} \sqrt{1 - \left(\frac{i}{n}\right)^2}$
216	9 снизу	$\left[\frac{(n_1')^2 - (n_2')^2}{(n_2')^2}\right]$	$\left[\frac{(n_1')^2 - (n_2')^2}{(n_2')^2}\right]^2$

В. В. Мешков — Основы светотехники, ч. 1.
Зак. 118

